

N° Ordre 7309

UNIVERSITÉ PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

présentée
pour obtenir

**LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY**

par

Fabrice COHEN

Spécialité : Astroparticules

**Simulation de gerbes atmosphériques
aux énergies de l'Observatoire Pierre Auger
et fonction de distribution latérale**

Directeur de thèse :

Jean-Noël Capdevielle

Soutenue le 25 septembre 2003 devant la commission d'examen :

Réza	ANSARI	Examineur
Jean-Michel	BRUNET	Examineur
Jean-Noël	CAPDEVIELLE	Directeur de thèse
Patrick	NÉDÉLEC	Rapporteur
Tiina	SUOMIJARVI	Présidente du jury
Daniel	VIGNAUD	Examineur invité
Klaus	WERNER	Rapporteur

Ça c'est la caisse. Le mouton que tu veux est dedans.
Antoine de Saint Exupéry

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier Daniel Vignaud et Marcel Froissart pour m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de Physique Corpusculaire et Cosmologie du Collège de France.

Je tiens à remercier mes rapporteurs Patrick Nédélec et Klaus Werner pour avoir relu et commenté avec attention ce manuscrit et pour leurs critiques fécondes.

Je souhaiterais remercier également Tiina Suomijarvi et Réza Ansari d'avoir accepté de faire parti de mon jury.

Je remercie Jean-Michel Brunet de m'avoir accueilli chaleureusement au sein de son équipe, de sa constante bonne humeur et de son calme.

Ma reconnaissance profonde va à mon directeur de thèse Jean-Noël Capdevielle pour avoir rendue cette thèse possible et pour m'avoir fait partager sa longue expérience dans le domaine des rayons cosmiques, et le remercie de ses précieux conseils.

Le travail de cette thèse a aussi bénéficié de conversations et d'échanges avec de nombreuses personnes et plus particulièrement Jacek Szabelski et Barbara Szabelska, ainsi que Khnkanos Sanosyan avec qui échanger des idées est un vrai bonheur.

Je tiens également à remercier tout le groupe Auger du PCC pour avoir contribué à ce travail et en particulier Benoît pour m'avoir fait profiter de ses talents en C++ et Gilles pour les multiples services rendus durant la phase de rédaction.

Merci aux autres membres de la collaboration Auger, et plus particulièrement les thésards pour leur bonne humeur et les bons moments passés, et à Alexandre Creusot pour l'aide qu'il m'a apporté.

La forme de ce manuscrit a été grandement améliorée grâce à la relecture de C. Lachaud qui a cherché à rendre le plus pédagogique possible ce manuscrit.

Je renouvelle toute mon amitié aux thésards avec qui j'ai partagé de bons moments durant ces trois années de thèse.

Je souhaite remercier également tout le personnel administratif pour son accueil toujours souriant, en particulier Hélène qui prend si bien soin des thésards.

Bien entendu, je remercie l'équipe informatique pour sa disponibilité et avoir su démêlé mes problèmes au quotidien.

Je veux remercier les professeurs qui m'ont initié à la physique des particules, en particulier à Christian Carimalo, Frédéric Kapusta et Wilfrid Da Silva pour mon premier stage en laboratoire dans ce domaine.

Une pensée va tout naturellement vers mon ancien professeur de math, Jo., devenu un ami qui m'a toujours bien conseillé et encouragé.

Ces remerciements ne seraient complets s'ils ne s'adressaient pas à tous mes amis qui m'ont accompagné tout au long de ce parcours même si ces dernières années je n'étais pas très disponible.

Je tiens à remercier ma famille, mes parents de m'avoir toujours suivi dans mes choix, et qui m'ont permis de faire de si longues études. Merci à ma sœur Clarisse et à mon frère Alexandre pour avoir été à mes côtés à tout instant.

Fabrice Cohen

Table des matières

Introduction	10
1 Histoire d'une énigme	13
1.1 Premiers soupçons... et première découverte	13
1.2 Spectre des rayons cosmiques	14
1.3 Expériences	16
1.4 Distribution sur le ciel	19
1.5 Composition	21
1.6 En route pour la Terre!	22
1.7 Sources des Rayons Cosmiques d'Ultra-Haute Énergie	26
1.7.1 Mécanismes d'accélération	26
1.7.2 Sites accélérateurs	32
1.7.3 Modèle Top-Down	37
2 L'Observatoire Pierre Auger	39
2.1 Objectifs	39
2.1.1 Motivations	39
2.1.2 Contraintes	40
2.2 Le site sud	41
2.2.1 Le Détecteur de fluorescence	42
2.2.2 Le détecteur de surface	44
2.2.3 Le réseau prototype	45
2.2.4 L'électronique de la station locale	46
2.2.5 Acquisition des données	47
2.2.6 Carte unifiée	49
2.3 Performances	51
3 Grandes Gerbes Atmosphériques	53
3.1 Interaction hadronique à haute énergie	53
3.1.1 Production multiple, modèle Multichain Dual des Partons (DPM)	53
3.1.2 Revue des modèles	55
3.1.3 Générateur Monte Carlo	57
3.1.4 Extrapolation aux énergies ultimes	61
3.1.5 Cascade hadronique	62
3.2 Théorie de la cascade électromagnétique	65
3.2.1 Problème général de la cascade	65
3.2.2 Approximations	66
3.2.3 Modèle simplifié	69

3.2.4	Méthodes analytiques et équations de diffusion	70
3.2.5	Résolution des équations de transport à 1 dimension	72
3.2.6	Effet Landau-Pomeranchuk-Migdal	76
3.3	Simulation avec CORSIKA	77
3.3.1	Profil longitudinal	77
3.3.2	Distribution latérale	83
4	Fonction de Distribution latérale	85
4.1	Introduction	85
4.1.1	Caractéristiques	85
4.1.2	Fonction NKG	86
4.1.3	Motivations	87
4.2	La Fonction hypergéométrique	87
4.3	Ajustement aux distributions de Corsika	89
4.3.1	Distribution latérale des électrons	89
4.3.2	Distribution latérale des muons	96
4.4	Accès à l'énergie primaire	99
4.4.1	Corrélation énergie primaire, âge et taille	99
4.4.2	Conversion densité - Vertical Équivalent Muon (VEM)	100
4.4.3	Densité à 600 m, à 1000 m	104
4.5	Simulation Rapide - STAR	104
4.5.1	STAR: Shower Testing ARray	104
4.5.2	Vers une complexité croissante	107
4.5.3	Remarques	121
4.6	Reconstruction avec la simulation de l'électronique	123
4.7	Application aux données du réseau prototype d'Auger	124
5	Analyse des données du réseau prototype	127
5.1	Généralités	127
5.2	Triggers	127
5.3	Calibration des données du réseau de surface	130
5.4	Principe de reconstruction	133
5.4.1	La direction d'arrivée	133
5.4.2	Événements physiques et coupures	134
5.5	Événement du 23 mai 2002	136
5.6	Effets de bords et Acceptance du réseau prototype	138
5.7	Pré-production	140
5.8	conclusion	140
	Conclusion	142
A	Décalage vers le rouge	143
B	Cinématique de la photoproduction de pions.	145
C	Compléments de calculs	147
D	Complément mathématique sur les fonctions spéciales	149

E	Distribution latérale : noyau de fer primaire	151
E.1	Distribution latérale électronique	151
E.2	Distribution latérale des muons	158

Table des figures

1.1	Flux de particules ionisantes en fonction de l'altitude	14
1.2	Spectre différentiel d'énergie des rayons cosmiques	15
1.3	Haut du spectre des rayons cosmiques	16
1.4	Événement de plus grande énergie à AGASA	18
1.5	Étude de l'anisotropie des événements d'AGASA entre 8×10^{17} et 2×10^{18} eV	20
1.6	Ciel vu par AGASA	20
1.7	Allègement de la composition après le second genou	21
1.8	Résultats de KASCADE présentés à l'ICRC en 2001	22
1.9	Longueur d'interaction et d'atténuation	23
1.10	Section efficace de production de pions	24
1.11	Propagation et coupure GZK	25
1.12	Diagramme d'Hillas	27
1.13	Accélération de Fermi du deuxième ordre	28
1.14	Accélération de Fermi du 1 ^{er} ordre	30
1.15	Confinement et échappement des rayons cosmiques	32
1.16	Schéma de la magnétosphère d'un pulsar	33
1.17	Dessin d'artiste représentant un noyau actif de galaxie	35
1.18	Région de la constellation du Cygne en Observation X	35
1.19	Cartographie réalisée par EGRET en coordonnées galactiques	36
1.20	Schéma d'évolution des sursauts gamma selon le modèle <i>boule de feu</i>	36
2.1	Spectre différentiel détecté par HiRes et Fly's Eye	40
2.2	Carte de l'Observatoire Pierre Auger	41
2.3	Le détecteur de fluorescence	42
2.4	Triggers de fluorescence	43
2.5	Principe de détection par le détecteur de fluorescence	43
2.6	Coupe d'un détecteur de surface et vue d'un détecteur installé	45
2.7	Réseau prototype et exemple des difficultés de déploiement	46
2.8	Cartes électroniques prototypes	47
2.9	Exemples de signaux suivant le type de trigger	48
2.10	Triggers de la station locales	49
2.11	Carte électronique unifiée (face avant)	50
2.12	Carte électronique unifiée (face arrière)	50
3.1	Collision proton-proton dans le modèle Multichain Dual des Partons	54
3.2	Collision proton-noyau dans le modèle Multichain Dual des Partons	55
3.3	Collision inélastique	57
3.4	Collision inélastique	58
3.5	Violation du scaling KNO	59
3.6	Distribution de pseudo-rapacité pour la simulation au LHC	61

3.7	Distribution de pseudo-rapacité aux énergies du collisionneur et extrapolation	62
3.8	Section efficace inélastique proton-air	63
3.9	Contributions relatives des pertes par collision et par rayonnement p ar longueur de radiation en fonction de l'énergie	67
3.10	Diagramme de Feynmann pour le rayonnement de freinage	68
3.11	Diagramme de Feynmann pour la création de paires	69
3.12	Paramétrisation de l'atmosphère utilisée pour les simulations	77
3.13	Développement longitudinal moyen du nombre d'électrons pour différents angles zénithaux	78
3.14	Développement longitudinal moyen du nombre de muons pour différents angles zénithaux	79
3.15	Développement longitudinal moyen des électrons et des muons pour différentes énergies	80
3.16	Prédiction de la profondeur du maximum X_{\max} avec le modèle QGSJet01 .	80
3.17	Développement longitudinal des particules chargées	81
3.18	Développement longitudinal du nombre d'électrons-positrons pour un pro- ton primaire avec les modèles ISAJET, PYTHIA et QGSJet01	82
3.19	Distributions latérales moyennes pour un proton primaire de 10^{20} eV à 0° .	83
3.20	Distribution latérale moyenne pour un proton primaire à 10^{20} eV pour différents angles zénithaux	84
4.1	Distribution latérale électronique d'un proton primaire de 10^{20} eV à 0° . . .	90
4.2	Distribution latérale électronique d'un proton primaire de 10^{20} eV à 50° . .	90
4.3	Distribution latérale électronique d'un proton primaire de 10^{19} eV à 0° . . .	91
4.4	Distribution latérale électronique d'un proton primaire de 10^{19} eV à 50° . .	91
4.5	Évolution des paramètres a et b en fonction de θ	92
4.6	Évolution des paramètres c et r_0 en fonction de θ	93
4.7	Évolution du paramètre r_1 en fonction de θ	93
4.8	Évolution des paramètres a et b en fonction de θ	94
4.9	Évolution des paramètres c et r_0 en fonction de θ	94
4.10	Évolution du paramètre r_1 en fonction de θ	95
4.11	Vérification de la non dépendance en énergie des paramètres	95
4.12	Vérification de la bonne forme de la fonction hypergéométrique sur une gerbe individuelle	96
4.13	Distribution latérale moyenne muonique d'un proton de 10^{20} eV à 0°	97
4.14	Distribution latérale moyenne muonique d'un proton de 10^{19} eV à 50° . . .	97
4.15	Évolution des paramètres a et b en fonction de θ	98
4.16	Évolution des paramètres c et r_0 en fonction de θ	99
4.17	Évolution du paramètre r_1 en fonction de θ	99
4.18	Corrélation E_0, N_e et age pour la gerbe moyenne	100
4.19	Corrélation E_0, N_e et s pour les gerbes individuelles	101
4.20	Nombre de photoélectrons en fonction de l'énergie	102
4.21	Spectre d'énergie des photons, électrons et muons autour de 600 et de 1000 m de l'axe	102
4.22	Spectre d'énergie des photons, électrons et muons autour de 1500 m de l'axe	103
4.23	Fluctuations relatives des densités de muons et d'électrons	104
4.24	Histogrammes de la taille et de l'âge pour un proton de 10^{20} eV et 0° d'angle zénithal	105
4.25	Paramétrisation de la courbe E_0/N_e	106

4.26	Réseau et points d'impacts des gerbes	106
4.27	Distance à l'axe et taille reconstruite	108
4.28	Histogrammes des densités à 600 et 1000 m simulées et reconstruites	108
4.29	Distribution latérale	109
4.30	Âge et taille reconstruits	109
4.31	Histogrammes des densités à 600 et 1000 m simulées et reconstruites	110
4.32	Histogramme de la distance à l'axe et distribution latérale	110
4.33	Distance à l'axe et taille reconstruite	111
4.34	Histogrammes des densités à 600 et 1000 m simulées et reconstruites	112
4.35	Distribution latérale	112
4.36	Âge et taille reconstruits	113
4.37	Somme des densités sur les détecteurs touchés	113
4.38	Histogrammes des densités à 600 et 1000 m simulées et reconstruites	114
4.39	Histogramme de la distance à l'axe et distribution latérale	114
4.40	Distance à l'axe et taille reconstruite	115
4.41	Histogrammes des densités à 600 et 1000 m simulées et reconstruites	116
4.42	Distribution latérale	116
4.43	Distributions des âges et taille simulées et reconstruites	117
4.44	Histogrammes des densités à 600 et 1000 m simulées et reconstruites	117
4.45	Histogramme de la distance à l'axe et distribution latérale	118
4.46	Distance à l'axe et taille reconstruite	118
4.47	Histogrammes des densités à 600 et 1000 m simulées et reconstruites	119
4.48	Distribution latérale	119
4.49	Distributions des âge et taille simulées et reconstruites.	120
4.50	Histogrammes des densités à 600 et 1000 m simulées et reconstruites	120
4.51	Histogramme de la distance à l'axe et distribution latérale	121
4.52	Corrélation $\log(N_\mu/N_e)$ en fonction de l'âge	122
4.53	Reconstruction d'une gerbe simulée par SDSim	123
4.54	Reconstruction d'une gerbe simulée par SDSim	124
4.55	Reconstruction de l'événement du réseau prototype 259739	125
4.56	Reconstruction de l'événement du réseau prototype 259739 (suite)	125
5.1	Forme du réseau de surface prototype	128
5.2	Histogrammes des triggers dans la période juillet 2001 - août 2003	129
5.3	Histogrammes du nombre de cuves touchées pour deux périodes différentes	130
5.4	Signal d'un phototube moyenné sur 402 événements du PMT de la cuve Carmen	131
5.5	Histogramme du signal intégré	132
5.6	Front de gerbe et courbure	133
5.7	Distribution des événements dans le plan (u,v)	134
5.8	Signal sur Pic en fonction de $\sqrt{u^2 + v^2}$	135
5.9	Impacts reconstruits des événements à plus de 5 stations au mois de mai 2002.	136
5.10	Signal dans une cuve et différence de temps en fonction de la distance à l'axe	137
5.11	Position du coeur reconstruit et ldf	138
5.12	Influence du manque d'une station dans le réseau prototype	139
5.13	Acceptance en fonction de l'énergie	139
5.14	Agrandissement du réseau prototype	140
E.1	Distribution latérale électronique d'un noyau de fer primaire de 10^{20} eV à 0°	152

E.2	Distribution latérale électronique d'un noyau de fer primaire de 10^{20} eV à 50°	152
E.3	Distribution latérale électronique d'un noyau de fer primaire de 10^{19} eV à 0°	153
E.4	Distribution latérale électronique d'un noyau de fer primaire de 10^{19} eV à 50°	153
E.5	Évolution des paramètres a et b en fonction de θ	154
E.6	Évolution des paramètres c et r_0 en fonction de θ	155
E.7	Évolution du paramètre r_1 en fonction de θ	155
E.8	Évolution des paramètres a et b en fonction de θ . (voir texte)	156
E.9	Évolution des paramètres c et r_0 en fonction de θ . (voir texte)	156
E.10	Évolution du paramètre r_1 en fonction de θ , et pour les différentes énergies. (voir texte)	157
E.11	Vérification de la non dépendance en énergie des paramètres.	157
E.12	Vérification de la bonne forme de la fonction hypergéométrique sur une gerbe individuelle.	158
E.13	Distribution latérale moyenne muonique d'un noyau de fer de 10^{20} eV à 0°	159
E.14	Distribution latérale moyenne muonique d'un noyau de fer de 10^{19} eV à 50°	159
E.15	Évolution des paramètres a et b en fonction de θ	160
E.16	Évolution des paramètres c et r_0 en fonction de θ	161
E.17	Évolution du paramètre r_1 en fonction de θ	161

Introduction

La physique des particules doit très certainement son développement rapide au cours du XX^e siècle à la découverte du rayonnement cosmique lors de l'étude de la radioactivité naturelle au niveau du sol. Ce rayonnement provenant de l'espace et dont l'origine était inconnue, permit d'importantes découvertes comme celle de nouvelles particules, notamment le pion.

Avec l'arrivée des accélérateurs, la physique des particules pris son essor et le rayonnement cosmique fut quelque peu mis de côté. Par ailleurs, la communauté des physiciens se rend bien compte que les énergies accessibles à l'aide de leurs accélérateurs de particules n'explorent qu'une étroite bande dans le vaste panorama des énergies de la nature.

Depuis quelques années le terme *astroparticules* regroupe un ensemble de domaines connexes où les rayons cosmiques tiennent une place importante. C'est une sorte de retour aux sources de la physique des particules, où le laboratoire est l'Univers.

L'observation de l'Univers s'effectue dans de nombreux domaines de longueurs d'onde. Les photons n'étant pas affectés par les champs magnétiques, permettent de localiser précisément les objets observés. En ce qui concerne les particules chargées, elles doivent avoir des énergies supérieures à 10^{19} eV (énergie macroscopique) afin d'être peu déviées (pour des sources lointaines) et nous donner des informations directionnelles sur leurs provenances, mais fallait-il déjà pour cela savoir qu'elles existaient à de telles énergies !

Depuis plus de 30 ans, des expériences se sont penchées sur les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, au delà de 10^{18} eV (EeV) et en ont détectés une dizaine au dessus de 100 EeV. Ces événements sont difficilement explicables à la lumière de nos connaissances. L'événement le plus énergétique a été détecté à une énergie de 3×10^{20} eV (50 Joules), ce qui correspond à l'énergie d'une masse de 1 kg tombant de 5 mètres ! Il est difficile de comprendre comment des protons ou des noyaux d'atomes pourraient acquérir une telle énergie. De plus, leurs interactions avec le rayonnement du fond cosmologique rendent leur parcours limité à travers l'Univers, et les quelques événements détectés ne correspondent à aucune source apparente.

Le mystère entourant ces énergies si fabuleuses reste pratiquement intacte après toutes ces années. L'Observatoire Pierre Auger est une collaboration internationale regroupant plus de 300 physiciens et 50 laboratoires à travers le monde. C'est le plus grand projet jamais imaginé pour la détection des rayons cosmiques d'énergie extrême. Le flux à 10^{20} eV n'est que de une particule par kilomètre carré et par siècle ! Il était donc nécessaire d'avoir un très grand détecteur afin d'avoir une statistique suffisante ; celle-ci faisant cruellement défaut pour l'instant. Nous pouvons imaginer alors pourquoi les 3000 km² du site en construction en Argentine sont très attendus.

Dans un premier chapitre, nous ferons le point sur l'état de nos connaissances de ce

qui reste encore une énigme. De la découverte des gerbes atmosphériques, en passant par les différentes expériences qui ont tenté d'élucider le mystère, et dont certaines sont en désaccord sur l'énergie et le flux de ces rayons cosmiques d'énergie extrême ; et puis nous finirons ce premier chapitre par les problèmes posés par la propagation et les sites astrophysiques susceptibles d'être des sources.

Le manque de statistique, du fait de la rareté des phénomènes a entraîné une collaboration internationale à imaginer un gigantesque détecteur. Le chapitre 2 sera consacré à la description de l'expérience de l'Observatoire Pierre Auger et de ses détecteurs, dont les atouts majeurs sont sa superficie et son mode hybride de détection.

Dans un troisième chapitre, nous aborderons la modélisation des phénomènes observés : des premières interactions du rayon cosmique dans l'atmosphère où l'extrapolation des modèles des interactions hadroniques sont incertaines, jusqu'au développement de la cascade électromagnétique et de la composante pénétrante. Nous verrons aussi les limites de la simulation de gerbes atmosphériques à ces énergies.

Par la suite, dans le chapitre 4, nous présenterons une méthode de reconstruction de paramètres physiques du développement de la gerbe atmosphérique, l'*âge* et la *taille* de la gerbe par le réseau de surface avec une nouvelle fonction de distribution latérale qui semble bien représenter la forme de la décroissance de la densité en fonction de la distance à l'axe de la gerbe. Elle donnera également accès à l'énergie primaire. Cela permettra d'avoir des informations complémentaires avec l'observation des gerbes par le détecteur de fluorescence (profondeur du maximum).

Enfin, nous terminerons par une analyse des données du réseau prototype montrant la bonne qualité des données et donnant une idée de la reconstruction des événements par le réseau de surface. Ces données augurent d'une bonne suite pour l'expérience et l'attente des premiers résultats de physique est grandissante.

Chapitre 1

Histoire d'une énigme

Dans cette première partie, je rappellerai brièvement la découverte du rayonnement cosmique et je décrirai le spectre différentiel en énergie et ce que nous en avons appris. Je poursuivrai en présentant les principales expériences ayant étudié les plus hautes énergies, et les principaux résultats obtenus récemment. Je terminerai par la présentation des principales pertes subies par les rayons cosmiques au cours de leur propagation et les sources astrophysiques potentielles des rayons cosmiques d'énergie ultime.

1.1 Premiers soupçons... et première découverte

En 1900, Charles Thomson Rees Wilson¹ [1] formula l'hypothèse de l'existence d'un rayonnement corpusculaire venant de l'espace. Il avait repris une expérience de Coulomb pour démontrer qu'une sphère chargée se déchargeait par conduction atmosphérique de l'électricité. Cette conduction était expliquée par la présence dans l'atmosphère d'un rayonnement ionisant, mais l'origine de ce dernier n'était pas claire.

Rutherford montra que le rayonnement provenait de l'extérieur de l'instrument, et qu'il ne pouvait pas provenir de la radioactivité naturelle des parois en plaçant l'appareil dans des boîtes en plomb d'épaisseur croissante et en augmentant l'épaisseur des parois.

Afin de se défaire de la radioactivité naturelle, l'expérience fut reproduite par Wulf en 1910 au sommet de la tour Eiffel, et le phénomène de décharge fut encore observé.

C'est seulement en 1912, lorsque Victor Hess [2] emporta une chambre à ionisation lors de vols en ballon, qu'on eut les preuves d'une augmentation de l'ionisation de l'atmosphère entre 1000 et 5000 m (FIG.1.1), puis avec Kolhörster [3] jusqu'à 9000 m.

Le terme de "rayons cosmiques" fut introduit par Millikan pour désigner cette nouvelle sorte de rayonnement.

C'est en France, que les grandes gerbes de l'air furent détectées pour la première fois. Dans les années trente, seuls deux laboratoires travaillaient sur les rayons cosmiques : le laboratoire Louis Leprince Ringuet à l'École Polytechnique et celui de Pierre Auger, à l'Institut du radium.

À l'époque, Roland Maze avait mis au point un dispositif pour réaliser les coïncidences entre compteurs Geiger-Müller avec une résolution temporelle de 5 microsecondes. Pierre Auger et Roland Maze détectèrent ainsi des coïncidences à un mètre de distance (les plus importantes étaient jusqu'ici une cinquantaine de centimètres), puis par la suite à

1. "La cause de productions d'ions dans l'air pourrait résider dans un rayonnement émis par des sources situées hors de l'atmosphère, de nature similaire aux rayons de Röntgen ou rayons cathodiques, mais doué d'un pouvoir de pénétration considérable..."

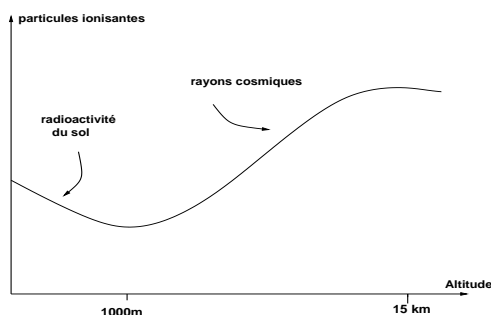


FIG. 1.1 – Flux de particules ionisantes en fonction de l'altitude.

200 mètres de distance entre l'Institut de Physique du Globe et leur laboratoire avec un câble entre les deux compteurs afin de tenir compte des temps d'arrivée du signal.

C'est en Suisse, à Jungfraujoch, que Pierre Auger [4], Roland Maze et Mme Grivet-Meyer installèrent leur dispositif de 300 m de distance et ils détectèrent les premières gerbes de 10^{15} eV (dans le laboratoire) (les grands accélérateurs d'aujourd'hui dépassent depuis peu 10^{12} eV dans le centre de masse). C'est de l'observation d'une si grande extension, de l'ordre du km^2 , que les expressions "grandes gerbes de l'air" ou "gerbes d'Auger" apparurent.

L'étude de ces rayons cosmiques se poursuivit. La première expérience qui détecta une énergie estimée à plus de 10^{20} eV, c'est-à-dire plus de 100 EeV (16 Joules!) fut Volcano Ranch, au Nouveau Mexique. D'autres événements de plus de 100 EeV ont été détectés depuis.

Dans le même temps, la découverte du rayonnement du fond cosmologique (CMB : *Cosmic Microwave Background*) par Penzias et Wilson en 1965 [5] posa de nouvelles questions en ce qui concerne la propagation de ces rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.

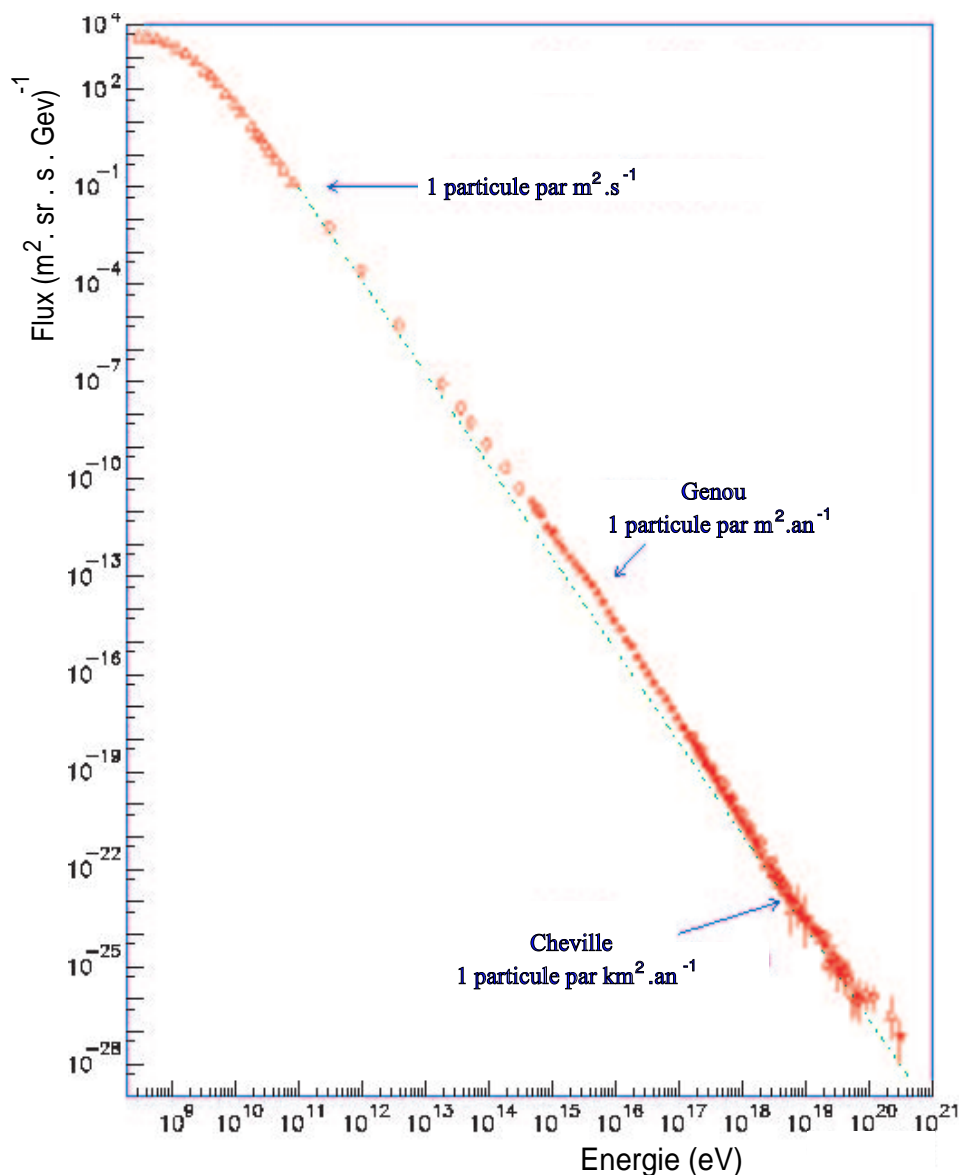
1.2 Spectre des rayons cosmiques

Le spectre différentiel d'énergie des rayons cosmiques est représenté sur la figure 1.2. Les échelles balayées sont surprenantes ; le flux s'étend sur 32 ordres de grandeur, et sur 12 décades d'énergie. Pour ce qui concerne le flux, c'est comme si l'on passait de la taille d'un cheveu à la taille de l'Univers !

De plus, la décroissance du flux semble bien régulière en loi de puissance. Mais en y regardant d'un peu plus près, il y a quelques irrégularités :

- pour les basses énergies, c'est-à-dire en-dessous du GeV, les particules sont corrélées à l'activité solaire², comme par exemple les aurores boréales ;
 - la gamme 10 GeV- 10^{15} eV : le spectre suit une loi de puissance E^{-n} d'indice n de 2,7. L'origine supposée des rayons cosmiques est galactique.
- Le flux étant important, la détection est directe par des expériences embarquées sur des ballons ou des satellites ce qui permet d'accéder à la nature des particules. La composition de basse énergie est principalement liée à l'histoire du système solaire. L'autre partie est d'origine galactique provenant des explosions de supernovæ ;
- vers 3×10^{15} eV, un premier changement de pente s'effectue ; c'est le **genou**. L'indice vaut alors 3.

2. Les modulations solaires sont caractérisées par un minimum et un maximum d'activité selon un cycle de 11 ans entre deux extrema

FIG. 1.2 – *Spectre différentiel d'énergie des rayons cosmiques.*

À partir de ces énergies, une contrainte instrumentale apparaît. Le flux de particules décroissant fortement avec l'énergie, la détection des rayons cosmiques ne peut être qu'indirecte, via les cascades de particules générées dans l'atmosphère; pour compenser cette faiblesse du flux, la surface des détecteurs est sans cesse croissante;

→ un **second genou** est observé vers 10^{17} eV; l'indice vaut alors 3,2. Tout comme le genou, ce changement de régime est difficilement explicable.

Après ce genou, l'origine extragalactique est l'hypothèse la plus fréquemment admise;

→ vers 5×10^{18} eV, c'est la **cheville**, la pente semble revenir à 2,7, et le flux a considérablement diminué par rapport au genou puisque nous n'avons plus qu'une particule par km^2 et par an. Les candidats pour les sources sont les pulsars, les noyaux actifs de galaxie et les sursauts gamma;

→ au-delà de la cheville, vers 5×10^{19} eV, il semble y avoir une remontée du spectre, avec

un indice de 2,2, mais la faible statistique se traduit par de grandes barres d'erreurs (FIG.1.3). Des hypothèses sont avancées mais tant que la statistique ne sera pas plus importante, nous ne pourrons pas conclure.

Le flux à 10^{20} eV est de une particule par km^2 et par siècle ! L'expérience de l'Observatoire Pierre Auger, de part sa grande surface de détection, permettra d'augmenter de façon considérable le nombre d'événements de plus de 10 EeV (10^{19} eV) observés.

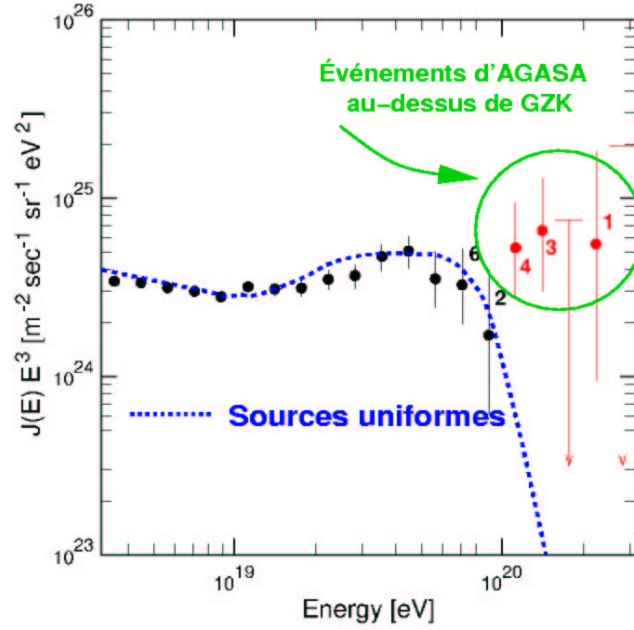


FIG. 1.3 – *Haut du spectre des rayons cosmiques multiplié par E^3 afin de mieux voir les déviations à la loi de puissance. Événements détectés par AGASA de plus de 10^{20} eV. Les nombres placés à côté de ces points représentent le nombre d'événements dans un intervalle d'énergie.*

1.3 Expériences

Le tableau 1.1 récapitule les principales expériences de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie avec leur date de début et de fin, le lieu et l'altitude.

Volcano Ranch [6] a été la première à détecter une énergie de plus de 100 EeV, avant même la découverte du CMB. Elle était composée de 19 scintillateurs plastiques de $3,3 \text{ m}^2$ pour détecter les particules chargées, espacés de 884 m. Elle couvrait une surface de $8,1 \text{ km}^2$. Les signaux étaient visualisés sur un oscilloscope qui mesurait l'amplitude du signal et le temps d'arrivée des particules. Il y avait aussi 19 détecteurs recouverts d'une plaque de 10 cm de plomb afin de mesurer la densité de muons (d'énergie supérieure à 220 MeV). Elle permit de réaliser le premier spectre des rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{18} eV.

SUGAR [7] est l'acronyme de Sydney University Giant Air-shower Recorder. C'est le seul grand détecteur de surface construit dans l'hémisphère sud. Il était composé de 54 stations autonomes déployées sur 60 km^2 . Chaque station était une paire de scintillateurs

TAB. 1.1 – *Sites expérimentaux pour l'étude des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie (en op. : en opération)*

Expérience	Début	Fin/état	Latitude	Longitude	Altitude (m)	Profondeur (g.cm ⁻²)	Pays
Volcano Ranch [6]	1959	1963	35° N	106° W	1770	834	États Unis
SUGAR [7]	1968	1979	30° S	149° E	250	1015	Australie
Haverah Park [8]	1968	1987	53° N	1° W	200	1016	Royaume Uni
Yakutsk [9]	1974	en op.	61° N	129° E	105	1020	Russie
Fly's Eye [10]	1981	1992	40° N	113° W		869	États Unis
AGASA [11]	1990	en op.	35° N	138° E	900	920	Japon

de 6 m² de surface enterrée à 1,70 mètres sous terre. Les données étaient stockées sur des bandes audio et collectées une fois par semaine. La distance entre deux détecteurs était environ un mile (1,61 km). Même pour les événements les plus énergétiques, il n'y avait en moyenne que 4,7 détecteurs touchés. Ce petit nombre de détecteurs touchés fut un vrai problème pendant toute la durée de vie de l'expérience (11 ans) pour la reconstruction des événements. Son catalogue est utilisé principalement pour l'étude des directions d'arrivée plutôt que pour la précision sur l'énergie.

Haverah Park [8], réseau de détecteurs Čerenkov à eau (2,25 m²×1,2 m) déployés sur une surface de 12 km² en forme d'étoiles aux environs de Leeds en Angleterre. L'utilisation des cuves remplies d'eau était justifiée par une meilleure efficacité aux photons que les scintillateurs. Ainsi les photons de basse énergie (10 MeV) sont totalement absorbés, de même que les électrons, tandis que les muons de plus de 250 MeV traversent complètement la cuve. Par conséquent, le flux d'énergie du disque de la gerbe³ est mieux mesuré. Des scintillateurs arrivèrent tardivement dans l'expérience pour permettre une calibration croisée entre les deux types de détecteurs (scintillateurs et cuves Čerenkov).

Yakutsk [9], basé en Sibérie, est de loin le plus complexe des détecteurs de surface. Ce réseau commença à acquérir des données en 1970. Il se développa jusqu'à couvrir une surface de 18 km² en 1974. Très diversifié au niveau de ses détecteurs puisqu'il est composé de 19 scintillateurs de 0,25 m², plus 43 scintillateurs de 2 m² espacés de 500 mètres sur une grille couvrant 10 km². 17 détecteurs supplémentaires furent ajoutés mais espacés de 1 km. À l'intérieur d'un disque de rayon 1 km étaient placés les détecteurs de muons, de seuil 0,5 GeV. Une particularité importante est l'utilisation de photomultiplicateurs avec différentes surfaces collectrices pour mesurer la lumière Čerenkov de l'air, utilisant l'atmosphère comme calorimètre afin d'obtenir une calibration de l'énergie de la particule primaire (sans doute le premier pas vers une détection hybride).

Fly's Eye [10] est situé dans le désert de l'Utah, dura de 1981 à 1992. C'est une autre technique de détection qui a été utilisée. Dans l'expérience précédente, la lumière Čerenkov produite par le passage des particules chargées dans l'atmosphère était mesurée. Cette fois-

3. Le disque de la gerbe représente la surface au sol pour laquelle le détecteur déclenche l'enregistrement de l'événement.

TAB. 1.2 – *Caractéristiques des principales expériences ayant étudiées les RCUHE.*

Expérience	Types de détecteurs	Taille m ²	Nombre de détecteurs	Surface couverte (km ²)
Volcano Ranch	scintillateur	3,3	19	8
	détecteur de muons > 220 MeV	3,3	19	
SUGAR	détecteur de muons > 0,75 GeV	2 x 6	54	60
Haverah Park	Čerenkov à eau	34	4	12
	Čerenkov à eau	2,25-54	28	
	Čerenkov à eau	1	30	
Yakutsk	scintillateur	2-4	58	18
	détecteur de muons > 1 GeV	20	5	10
	détecteur de muons > 0,5 GeV	192	1	
	photomultiplicateur	(1-3)×5''	45	
	Čerenkov à air			
AGASA	scintillateur	2,2	111	100
	détecteur de muons > 0,5 GeV	2,4 - 10	29	50
	scintillateur	1	159	1
	détecteur de muons > 1 GeV	25	9	1

1.4 Distribution sur le ciel

La recherche d'anisotropies dans les directions d'arrivée a été faite dans la plupart des expériences (sinon toutes), mais la distribution de ces directions semble plutôt isotrope, du moins sur un grand intervalle d'énergie. Ce type d'analyse consiste à déterminer s'il y a une direction de l'espace privilégiée de l'arrivée des rayons cosmiques pour rechercher des sources.

Une analyse des événements d'AGASA semble montrer une anisotropie d'amplitude 4 % autour de 10^{18} eV comme le montre la figure 1.5. Cette étude a porté sur plus de 200 000 événements d'énergie supérieure à 10^{17} eV [13]. Cette anisotropie montre un excédent à $4,5 \sigma$ dans la direction du centre galactique tandis qu'un déficit est trouvé dans la direction opposée à $3,9 \sigma$ avec les événements entre 8×10^{17} et 2×10^{18} eV (43 000 événements).

Cependant, les expériences Yakutsk et Haverah Park ne peuvent vérifier ce résultat. Seule, SUGAR, qui a observé le centre galactique, pourrait confirmer mais n'a pas remarqué d'excès dans cette direction. Des explications ont été avancées. Par exemple, des neutrons de 10^{18} eV ont un facteur de Lorentz de 10^9 , une longueur de désintégration d'environ 10 kpc et ils sont pas déviés par les champs magnétiques. Il est donc important d'étudier le plan galactique pour vérifier cette hypothèse et de confirmer ou d'infirmer les observations d'AGASA.

Pour les événements d'énergie extrême, d'autres études se sont portées sur la possibilité de pointer vers la source, en supposant que les rayons cosmiques ne sont pas (ou très peu) déviés de leur trajectoire depuis la source les ayant produit, étant donné nos connaissances du champ magnétique extragalactique.

Ces études ont tenté de trouver une corrélation entre les directions d'arrivée des événements, c'est-à-dire, la possibilité d'avoir des multiplets de rayons de cosmiques provenant d'une région angulaire limitée. La figure 1.6 montre les événements au-dessus de

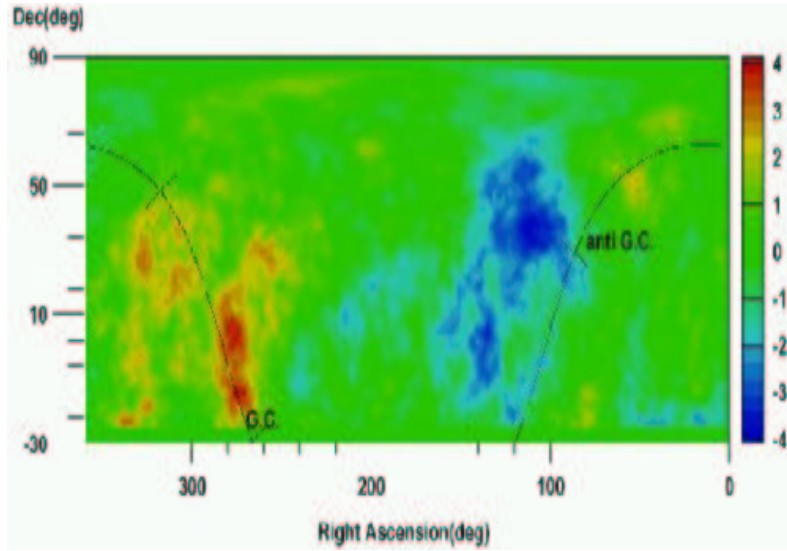


FIG. 1.5 – Étude de l'anisotropie des événements d'AGASA entre 8×10^{17} et 2×10^{18} eV. Carte en coordonnées équatoriales. GC : Centre galactique ; anti-GC : direction opposée au centre Galactique [13].

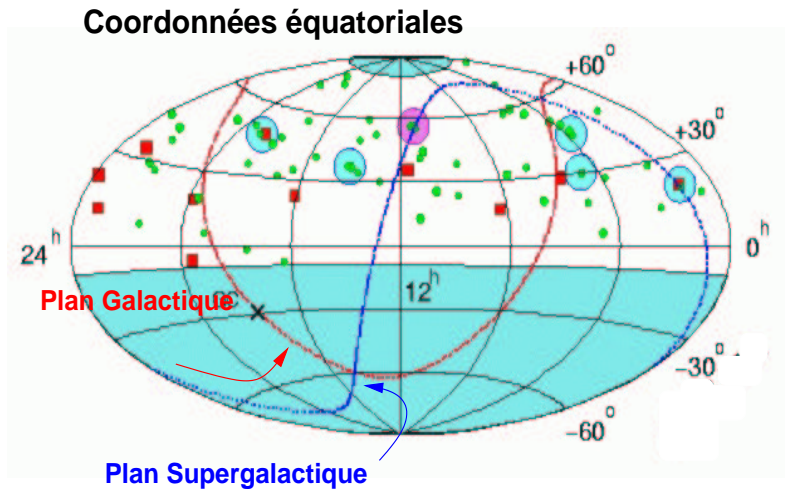


FIG. 1.6 – Ciel vu par AGASA ; ce sont les directions d'arrivées constatées par AGASA pour les événements au-dessus de 4×10^{19} eV. Les petits cercles représentent les énergies entre 4 et 10×10^{19} eV, et les carrés les énergies supérieures à 10^{20} eV. Les grands cercles entourent les doublets et triplets.

4×10^{19} eV détectés avec des angles zénithaux inférieurs à 45 degrés. On peut voir l'existence de doublets et de triplets. Y-a-t-il une source de rayons cosmiques dans ces directions? Nous ne connaissons pas d'objets pouvant en être à l'origine dans ces directions et à moins de 100 Mpc de nous.

1.5 Composition

Déterminer la composition du rayonnement cosmique est sans doute la question la plus ardue. Avant le genou, il semble que les particules légères dominent largement. En ce qui concerne les hautes énergies, la situation est encore très confuse mais à l'issue de la Conférence Internationale de Rayons Cosmiques (ICRC) à Hambourg en août 2001, il semble y avoir quelques éléments de réponse. Les résultats de l'expérience KASCADE (Allemagne) qui étudie les rayons cosmiques aux énergies du genou semble montrer un allègement de la composition après le second genou (FIG.1.7), vers 5×10^{16} eV et d'autre part que le genou résulte "des genous" des différentes composantes (FIG.1.8). Cependant, à l'issue de la conférence ICRC 2003 à Tsukuba, cette dernière hypothèse n'est toujours pas vérifiée par les programmes de simulation.

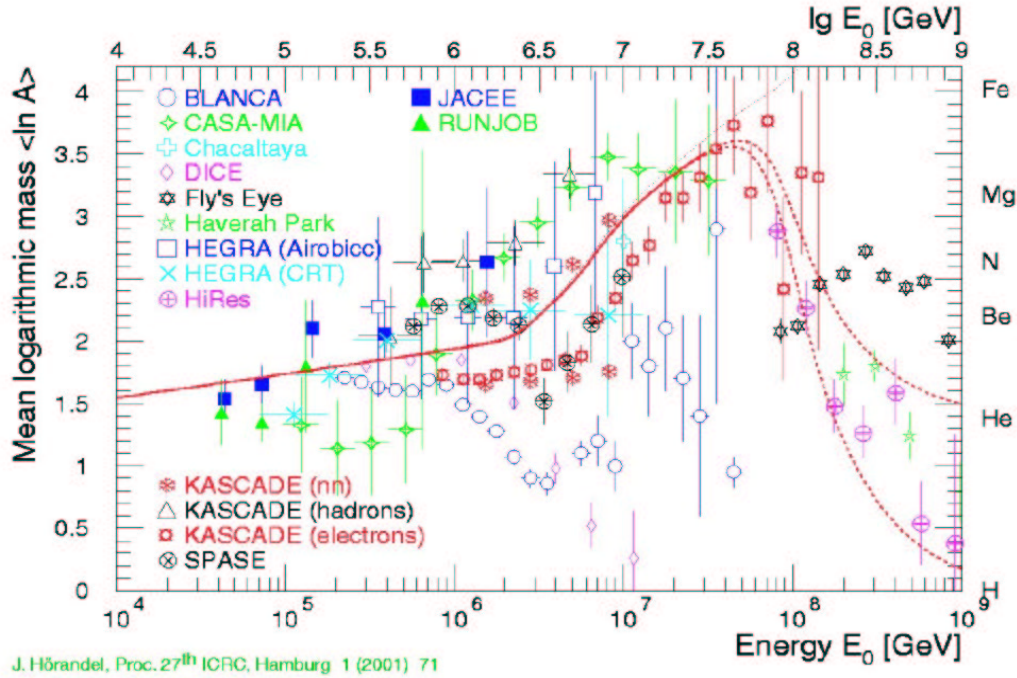


FIG. 1.7 – Résultats de présentés par l'expérience KASCADE à l'ICRC en 2001, superposés à ceux d'autres expériences étudiant le rayonnement cosmique au niveau du genou et au-dessus. Logarithme de la masse en fonction de l'énergie montrant l'allègement de la composition après le second genou.

Mais à plus haute énergie, la situation se complique. Comme aucun processus astrophysique connu d'accélération de particules n'est actuellement en mesure d'expliquer de manière satisfaisante de telles énergies, des scénarii faisant appel à des théories plus exotiques sont alors envisagés, par exemple la désintégration de particules supermassives favorisant des photons comme primaires pour les énergies ultimes.

La faible quantité de données est encore un des facteurs limitant notre capacité à conclure.

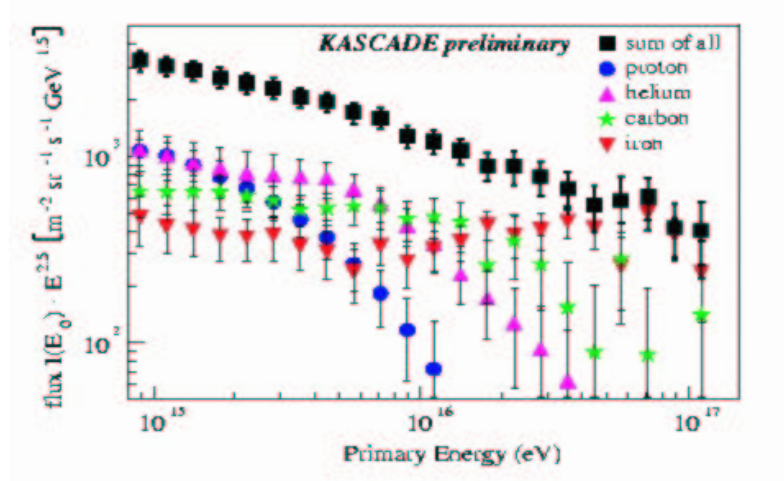


FIG. 1.8 – Résultats de KASCADE présentés à l'ICRC en 2001. Le genou observé serait comme une superposition des différentes composantes dont la baisse de flux n'apparaît pas à la même énergie du fait de la charge, c'est-à-dire pas le même rayon de Larmor.

1.6 En route pour la Terre !

Après la découverte du fond diffus cosmologique, photons reliques du Big-Bang, des calculs effectués par Greisen [14], Zatsepin et Kuzmin [15] ont montré que cette radiation rendait opaque l'Univers pour les protons d'assez grande énergie.

À des énergies au-dessus de quelques 10^{19} eV, les photons thermiques sont vus fortement décalés vers le bleu par les protons dans leur référentiel au repos. L'énergie des photons reliques est suffisante pour exciter une résonance Δ , dégradant alors l'énergie du proton par la production de pions, et produisant une source de photons et neutrinos de haute énergie.

Les implications de ces processus ont été revues à maintes reprises sous différentes formes [16-28] et le concept de *sphère GZK* est apparu. On peut l'interpréter comme le rayon de la sphère dans laquelle une source doit se trouver pour que des protons de 10^{20} eV arrivent sur Terre. Dans ce qui suit nous parlerons principalement de l'interaction proton-photon.

Il y a 3 sources principales de perte d'énergie pour les protons d'ultra-haute énergie :

- le décalage vers le rouge dû à l'expansion de l'Univers ;
- la production de paires électrons-positrons ;
- la photoproduction de pions.

$$\begin{aligned}
 p\gamma \rightarrow \Delta^+ &\rightarrow p \pi^0 \rightarrow p\gamma\gamma \\
 &\rightarrow n \pi^+ \rightarrow n \nu_\mu \bar{\nu}_\mu \nu_e e^+ \\
 &\rightarrow p e^- e^+
 \end{aligned}$$

Chacun de ces processus domine successivement avec l'augmentation de l'énergie du proton.

En premier lieu, la fraction de perte adiabatique d'énergie au moment présent due à l'expansion de l'Univers est donnée par (cf. Annexe A) :

$$-\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{adiabatic}} = H_0 \quad (1.1)$$

où $H_0 \simeq 100 h \text{ km.s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ est la constante de Hubble avec $h \simeq 0,71$ est le taux d'expansion de Hubble normalisé [16]; elle domine entre 10^{17} et 3×10^{18} eV.

Les processus de création de paires et de photoproduction de pions sont importants uniquement pour leur interaction avec le fond de radiation de corps noir à 2,7 K. Leur interaction avec le fond infrarouge est négligeable. La fraction de perte d'énergie [17] est donnée par :

$$-\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{ckT}{2\pi^2 \Gamma^2 (c\hbar)^3} \sum_j \int_{w_{0j}}^{\infty} dw_r \sigma_j(w_r) K_j \ln(1 - e^{-w_r/2\Gamma kT}) \quad (1.2)$$

où k et \hbar sont les constantes de Boltzmann et de Planck, w_{0j} est le seuil d'énergie pour la $j^{\text{ème}}$ réaction dans le référentiel au repos du proton. K_j est l'inélasticité de la réaction et T est la température.

Berezinsky et Grigor'eva ont étudié [18] plus en détail le processus de création de paires pour des énergies comprises entre 10^{18} et 10^{19} eV car à plus haute énergie le temps caractéristique de perte d'énergie est de l'ordre de 5 milliards d'années, et donc la contribution à la perte d'énergie du proton devient négligeable comparée à celle de la réaction de photoproduction de pions. Aussi, la longueur d'atténuation à 10^{20} eV est de 2 Gpc (FIG.1.9) dans le cas de la production de paires, elle est d'environ 100 Mpc pour la production de pions.

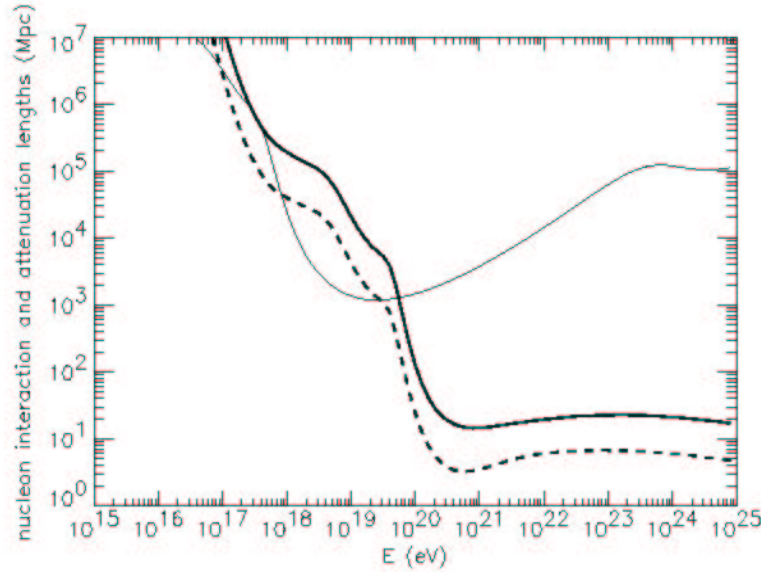


FIG. 1.9 – Longueur d'interaction pour les nucléons en pointillés ; la longueur d'atténuation en trait continu dans le cas de la photoproduction de pions ; et en trait fin dans le cas de la production de paires [19].

Le fond diffus de photons a un pic d'énergie à 10^{-3} eV avec une densité d'environ 400 photons par cm^3 . Dans le référentiel au repos du nucléon les photons du CMB sont vus avec une énergie beaucoup plus importante (160 MeV). La figure 1.10 montre la section efficace de photoproduction de pions. La résonance est liée à la production d'un pion unique tandis que la queue à haute énergie est dominée par la production multiple de pions.

Le seuil d'énergie pour la production de paires d'électrons-positrons est environ 5×10^{17} eV et de 7×10^{19} eV pour la production de pions. Un calcul de cinématique relativiste dans le cas d'un proton primaire permet d'avoir une idée de ce seuil. C'est un calcul simplifié

car il faut prendre en compte la distribution en énergie des photons du fond cosmologique.

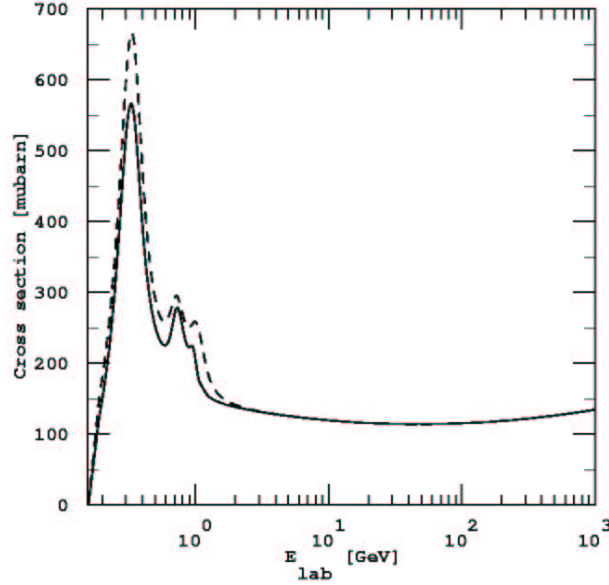


FIG. 1.10 – Section efficace de production de pions dans la collision entre proton et un photon en fonction de l'énergie du photon dans le référentiel au repos du nucléon.

$$(E_{\text{seuil}} + E_{\text{CMB}})^2 - (\vec{p}_{\text{seuil}} + \vec{p}_{\text{CMB}})^2 = (E_{\text{proton}} + E_{\pi})^2 - (\vec{p}_{\text{proton}} + \vec{p}_{\pi})^2$$

$$E_{\text{seuil}} \simeq \frac{m_{\pi}^2 + 2m_{\pi}m_{\text{proton}}}{4 E_{\text{CMB}}}$$

$$E_{\text{seuil}} \simeq 7 \times 10^{19} \text{ eV}.$$

L'inélasticité de la réaction peut être calculée (cf. Annexe B). Elle est entre 20 et 30 % pour la production de pions selon le type de résonnance Δ .

Nous devrions observer une coupure du flux des rayons cosmiques arrivant sur Terre. La figure 1.11 illustre cette situation. Elle représente la simulation de la propagation d'un proton à différentes énergies à la source dans le fond cosmologique de photons [20]. On constate que quelle que soit l'énergie de départ comprise entre 10^{20} eV et 10^{22} eV, au bout de quelques dizaines de Mpc, elle passe en-dessous de 100 EeV. Ce qui signifie que si l'on détecte des événements à plus de 10^{20} eV, la (ou les) source(s) les ayant produits est (sont) proche(s), c'est-à-dire à moins de 100 Mpc. On pourrait définir cette dernière valeur comme étant le rayon GZK mais il faut prendre en compte la déflexion magnétique. Pour obtenir des estimations quantitatives, on définit R_{50} comme étant la distance de la source au bout de laquelle $1/e$ de tous les protons injectés ont conservé plus de 50% de leur énergie.

Dans le cas des noyaux, les processus pouvant être responsables de la perte d'énergie sont l'effet Compton, la production de paires dans le champ du noyau, la photodésintégration et la photoproduction de hadrons.

Pour les interactions Compton, même s'il n'y a pas de seuil en énergie, la perte est négligeable pour le noyau.

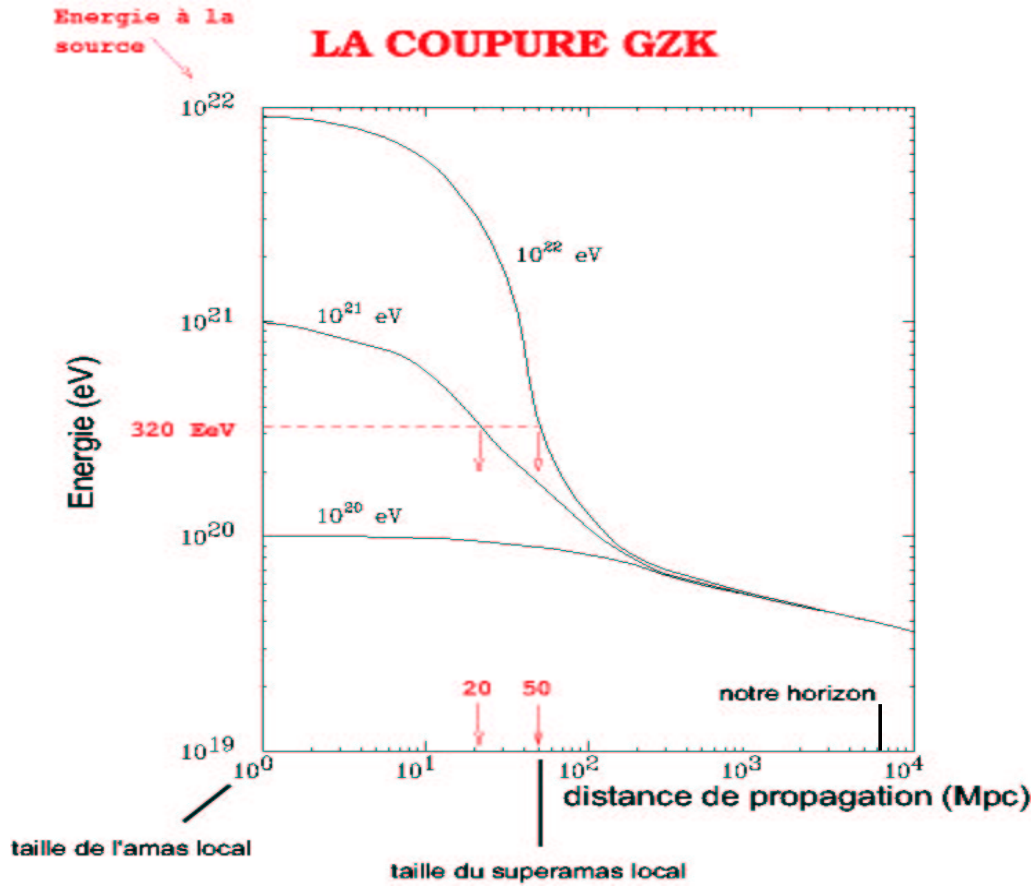


FIG. 1.11 – Énergie du proton en fonction de la distance parcourue dans le CMB. La figure représente la simulation de la propagation de proton dans le fond cosmologique de photons pour différentes énergies à la source. Après un peu plus de 100 Mpc, quelque soit l'énergie initiale du proton, son énergie passe en dessous de 10^{20} eV; cela nous indique alors que les sources doivent être proches.

La perte par création de paires est Z^2/A plus grande que pour le proton de même facteur de Lorentz, tandis que les pertes par photoproduction de pions sont sensiblement les mêmes (la section efficace est proportionnelle à A et l'inélasticité à $1/A$ [21]).

La perte principale d'énergie est due à la photodissociation par interaction avec le fond infrarouge (IR) ou le CMB. La situation est moins claire du fait de notre moins bonne connaissance du fond infrarouge (IR). Les études au TeV de Mrk 421 et 501 semblent montrer qu'il est moins abondant que celui supposé. Cela a pour conséquence d'augmenter le libre parcours moyen des noyaux lourds avec un facteur de Lorentz inférieur à 5×10^9 pour lequel les photons du CMB sont en-dessous du pic de la résonance de photodésintégration. À cause de la fragmentation du noyau et de la perte par création de paires, les énergies des fragments sont typiquement inférieures à 2×10^{20} eV après 10 Mpc et inférieures à 10^{20} eV après 100 Mpc. Cette distance est déjà nettement supérieure à celle d'un proton. Cependant, il semblerait que la perte d'énergie par interaction avec le fond IR est seulement efficace en-dessous de 5×10^{19} eV tandis que la perte d'énergie due au CMB est plus importante pour les énergies supérieures à 2×10^{20} eV [22, 23].

1.7 Sources des Rayons Cosmiques d'Ultra-Haute Énergie

Une première question vient à l'esprit : d'où viennent ces rayons cosmiques d'ultra-haute énergie ? Quel phénomène physique leur donne cette énergie extraordinaire ?

Nous pouvons recourir à deux types de scénarios pour répondre à ces questions :

- un scénario Bottom-Up : il s'agit d'accélérer les particules ; pour cela il faut des sites accélérateurs ; quels sont-ils ?
- un scénario Top-Down : c'est la désintégration de particules de masse extrême, de l'ordre de l'énergie de grande unification 10^{15} GeV. Les RCUHE étant les produits de ces désintégrations. Pour expliquer ces particules supermassives, il faut introduire de la physique au-delà du Modèle Standard (MS).

Commençons par ce qui semble le plus naturel, l'accélération. Pour cela, que nous faut-il ? En premier lieu, il faut des particules chargées. Comment les accélérer ? La manière la plus simple est de prendre un champ électrique et d'y plonger la particule. Seulement, il est difficile de trouver des objets astrophysiques où l'on atteindrait une différence de potentiels de plus de 10^{18} volts ! Le seul objet connu aujourd'hui est le pulsar, et cela n'explique pas les plus hautes énergies.

Par contre le champ magnétique existe partout dans l'Univers. Il existe dans le milieu interstellaire et intergalactique. Si l'on considère un processus qui accélère progressivement (de manière stochastique) une particule dans un milieu donné, on peut trouver une limite à l'énergie que peut acquérir celle-ci tant qu'elle est confinée dans le milieu accélérateur. Il s'agit donc de comparer le rayon de giration (ou rayon de Larmor) avec la taille du milieu (longueur de cohérence du champ magnétique). Il vient une relation simple pour une particule de charge Ze , d'un milieu de longueur caractéristique L et l'énergie maximale E_{\max} qui permet à la particule de s'échapper [24] :

$$E_{\max} = \beta Z \cdot B \cdot L \simeq \beta Z \cdot \frac{B}{1\mu\text{G}} \cdot \frac{L}{1\text{kpc}} \text{EeV} \quad (1.3)$$

Le diagramme d'Hillas (FIG.1.12) [24] montre les champs magnétiques en fonction de la taille des sites astrophysiques connus pour l'accélération des particules.

Avant de présenter les objets astrophysiques connus pouvant être des candidats des RCUHE, penchons nous en premier lieu sur le mécanisme d'accélération.

1.7.1 Mécanismes d'accélération

Les travaux d'Enrico Fermi [25, 26] donnèrent des débuts d'explication en 1949, qui restent couramment acceptées encore aujourd'hui. La plupart des calculs peuvent être trouvés dans [27, 28, 29, 30]

Accélération de Fermi du deuxième ordre

Le milieu interstellaire est baigné de nuages magnétisés (matière ionisée), pouvant jouer le rôle de miroirs magnétiques. Le principe d'accélération de particules par de tels nuages est d'utiliser ces derniers comme des "raquettes". En effet, une balle de tennis arrivant sur un mur à la vitesse v , repart avec la même vitesse v (en négligeant tout phénomène d'absorption) ; pour accélérer la balle, il suffit de mettre en mouvement la raquette ; ainsi si la raquette va dans le sens opposé à la balle, celle-ci est accélérée, si c'est dans le même sens,

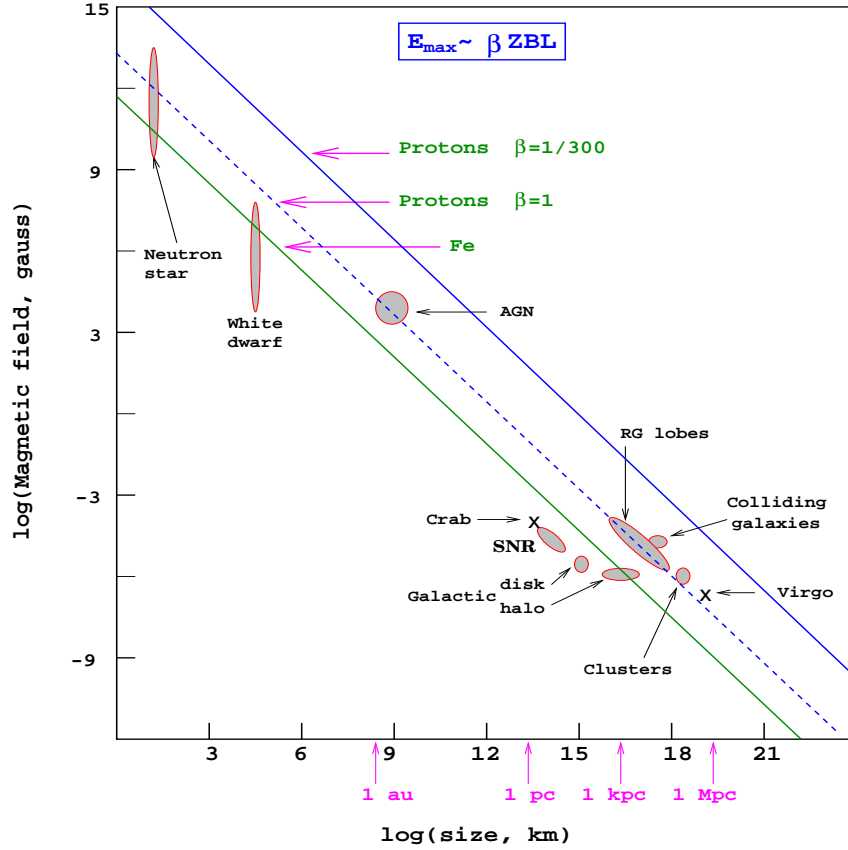


FIG. 1.12 – *Diagramme d'Hillas. Intensité des champs magnétiques en fonction de la taille des objets astrophysiques connus, susceptibles d'être des sites accélérateurs pour les particules chargées. Seules les sources au-dessus des différentes lignes peuvent accélérer les particules indiquées.*

elle est ralentie. C'est exactement le même phénomène qui se produit pour la particule et le nuage magnétique. Lors d'une collision frontale entre la particule et le nuage, il y aura un gain d'énergie, si c'est un choc arrière il y aura une perte. Le bilan est positif (on a plus de chocs frontaux que de chocs arrières ! mais cela se comprend si on s'imaginer sur une route à double sens, on croisera plus de voitures qu'on en doublera). Il y a accélération par changement de référentiel (il y a diffusion sans collision et diffusion élastique).

Considérons une particule entrant dans le nuage (FIG.1.13) avec une énergie E_1 et une impulsion \vec{p}_1 faisant un angle θ_1 avec la direction de déplacement du nuage. Après diffusion dans le nuage, elle sort avec une énergie E_2 , une impulsion \vec{p}_2 et un angle θ_2 . La variation d'énergie se calcule en appliquant la transformation de Lorentz entre le repère du laboratoire (milieu initial de la particule) et celui du nuage (primé).

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1)$$

où $\beta = \frac{V}{c}$. et $\gamma = 1 / \sqrt{1 - \beta^2}$. V est la vitesse du nuage.
Dans le repère du laboratoire :

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2)$$

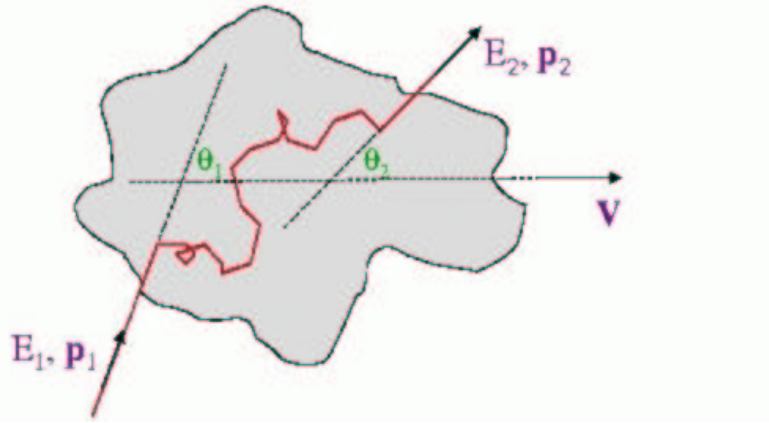


FIG. 1.13 – Accélération de Fermi du deuxième ordre.

Comme il s'agit d'une diffusion élastique dans le nuage, $E_1' = E_2'$.

On a ainsi la fraction du gain d'énergie $\frac{(E_2 - E_1)}{E_1}$.

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{(1 - \beta \cos \theta_1)(1 + \beta \cos \theta_2')}{1 - \beta^2} - 1$$

La direction de sortie des particules est rendue aléatoire par les nombreuses diffusions à l'intérieur du nuage ce qui nous conduit à :

$$\langle \cos \theta_2' \rangle = 0$$

La valeur moyenne de $\cos \theta_1$ dépend du taux de collision des particules avec le nuage à différents angles. Celui-ci dépend de la vitesse relative entre la particule et le nuage, c'est-à-dire $(v - V \cos \theta_1)$ (ici $v = c$).

La probabilité par unité d'angle solide d'avoir une collision à un angle θ_1 :

$$\frac{dP}{d\Omega_1} \propto (1 - \beta \cos \theta_1)$$

et on obtient :

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = \frac{\int \cos \theta_1 \frac{dP}{d\Omega_1} d\Omega_1}{\int \frac{dP}{d\Omega_1} d\Omega_1} = -\frac{\beta}{3}$$

Le gain moyen d'énergie à chaque choc vaut ainsi :

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{1 + \beta^2/3}{1 - \beta^2} - 1 \simeq \frac{4}{3}\beta^2$$

Ce gain est positif et du deuxième ordre en β , et comme $\beta \ll 1$, ce gain est très petit. Remarquons qu'il n'est pas nul parce qu'il n'y a pas isotropie des angles d'entrée dans le nuage (remarque à propos des collisions frontale et arrière).

Après k collisions :

$$E = E_0 \left(1 + \frac{4}{3}\beta^2 \right)^k$$

Le nombre k de collisions dépend du libre parcours moyen L entre deux collisions. À l'instant t , l'énergie vaut :

$$E(t) = E_0 \left(1 + \frac{4}{3}\beta^2 \right)^{\frac{ct}{L}}$$

Après avoir trouvé un processus qui accélère les rayons cosmiques, voyons à quel type de spectre cela nous conduit.

L'évolution au cours du temps d'un nombre N de particules se propageant dans l'espace est régie par une équation de diffusion et de pertes :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E}[b(E)N(E)] = Q(E) - \frac{N}{\tau_{\text{échap}}} + D \nabla^2 N$$

→ $b(E)$: pertes ou gains d'énergie ;

→ $Q(E)$: taux d'injection (source) ;

→ $\tau_{\text{échap}}$ traduit l'échappement des particules ;

→ le dernier terme est un terme de diffusion depuis la source les ayant produit.

En considérant une solution stationnaire (on supprime les termes de source, de diffusion et la variation de N au cours du temps), on obtient l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial E}[b(E)N(E)] = -\frac{N}{\tau_{\text{échap}}}$$

avec $b(E) = \frac{dE}{dt} = \frac{E}{\tau_{\text{acc}}}$.

On obtient la solution :

$$N(E) = N_0 E^{-(1 + \frac{\tau_{\text{acc}}}{\tau_{\text{échap}}})}$$

On obtient bien une loi de puissance, comme le spectre des rayons cosmiques. Cependant, le problème réside dans le taux d'accélération beaucoup trop faible, et il faudrait une corrélation entre τ_{acc} et $\tau_{\text{échap}}$ pour expliquer les indices autour de 2,7 observés à travers tout le spectre.

D'autre part, on peut se demander quel est le temps caractéristique d'accélération τ_{acc} :

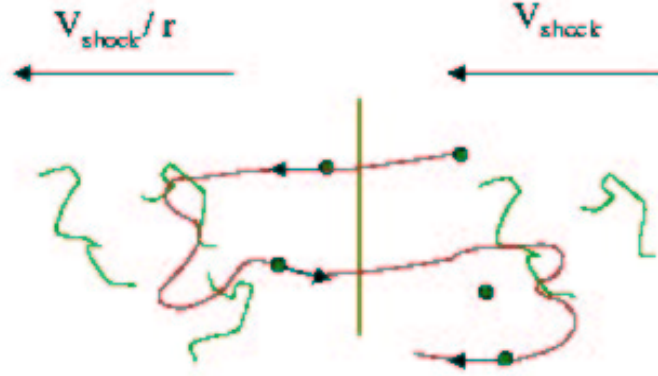
$$\frac{\text{temps pour parcourir le milieu accélérateur}}{\text{facteur de gain}} = \frac{L/c}{\frac{4}{3}\beta^2} = \frac{3L}{4c\beta^2}$$

Voici un ordre de grandeur : pour $L = 1$ pc et $\beta = 10^{-4}$, on obtient un $\tau_{\text{acc}} > 10^9$ années ! Ce n'est pas assez efficace.

Accélération de Fermi du premier ordre

L'idée d'origine de la théorie de Fermi a été modifiée légèrement afin de rendre l'accélération plus efficace. C'est l'accélération diffusive par onde de choc. L'idée initiale vient principalement de l'hypothèse que les rayons cosmiques sont accélérés par les supernovæ. Lors d'une supernova, plusieurs masses solaires de matière sont éjectées à des vitesses de plusieurs dizaines de milliers de kilomètres par seconde (beaucoup plus rapide que la vitesse du son dans le milieu interstellaire qui est de l'ordre de 10 km/s). Une forte onde de choc se propage alors dans le milieu interstellaire. Les candidats pour ce type d'accélération sont les restes de supernovæ (SNR SuperNovae Remnants) [27, 28, 29] et les sursauts gammas. Considérons une onde de vitesse V_{choc} qui choque un milieu qui se propage à la vitesse V_P (FIG.1.14). On définit le rapport de compression $r = \frac{V_{\text{choc}}}{V_P}$. À chaque traversée du choc, la particule voit un mur magnétique venant vers elle à la vitesse $V_{\text{choc}} - V_P = (1 - \frac{1}{r})V_{\text{choc}}$.

Pour une particule qui passe d'amont en aval puis inversement, on peut reprendre les formules précédentes pour calculer $\frac{\Delta E}{E}$; cette fois-ci l'angle d'entrée et de sortie sont les

FIG. 1.14 – Accélération de Fermi du 1^{er} ordre.

mêmes (les angles sont isotropisés dans chacun des milieux) et l'angle moyen est la valeur moyenne de $\cos \theta$. Si la particule passe d'amont en aval (θ varie entre $-\pi/2$ et $\pi/2$) :

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = -2/3$$

Si la particule passe d'aval en amont (θ varie entre $\pi/2$ et $3\pi/2$) :

$$\langle \cos \theta'_2 \rangle = 2/3$$

Et finalement, on obtient :

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \simeq \frac{4}{3} \beta' \simeq \frac{4}{3} \frac{(r-1)}{r} \frac{V_{\text{choc}}}{c} \simeq \frac{4}{3} \frac{(r-1)}{r} \beta$$

Le gain est maintenant au premier ordre en V/c . Pour connaître le spectre, nous avons besoin de trouver la probabilité qu'une particule se déplaçant à la vitesse c traverse n fois le choc. Il existe aussi un seuil d'énergie pour lequel la particule peut s'échapper du site. La probabilité d'échappement est donnée par :

$$P_{\text{échap}} = \frac{4V_{\text{choc}}}{rc} = \frac{4V_P}{c}$$

Et la probabilité de retraverser le choc est $1 - P_{\text{échap}}$. Après n cycles, on a une énergie :

$$E = E_0 \left(1 + \frac{4}{3} \beta\right)^n$$

et un nombre de particules :

$$N = N_0 (1 - P_{\text{échap}})^n$$

d'où on tire n :

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \frac{4}{3} \beta)}$$

et on remplace E/E_0 par $\ln(1 - P_{\text{échap}})$.

$$N = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\frac{\ln(1 - P_{\text{échap}})}{\ln(1 + \frac{4}{3} \beta)}}$$

Dans le cas d'un choc non relativiste ($\beta \ll 1$ et $P_{\text{échap}} \ll 1$), on a :

$$\frac{\ln(1 - P_{\text{échap}})}{\ln(1 + \frac{4}{3}\beta)} \simeq \frac{-P_{\text{échap}}}{\frac{4}{3}\beta} \simeq -\frac{3}{r-1}$$

Ce qui nous donne pour le spectre :

$$N = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{1 + \frac{3}{r-1}} = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\frac{r+2}{r-1}} = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^x$$

Où r dépend de la nature du gaz. Pour un choc fort, le rapport vaut :

$$r = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}$$

avec $\gamma = 5/3$ pour un gaz monoatomique totalement ionisé.

Ce qui nous donne $x=2$, ce qui est compatible pour un spectre d'injection.

Que vaut le taux d'accélération ?

Si on appelle d_c , la distance de confinement des particules notée κ/V (où V représente la vitesse du milieu), et l'on note le temps passé soit en amont $4\kappa/cV_1$, soit en aval $4\kappa/cV_2$ (avec $\kappa = r_g V/3 \simeq E\beta^2/3ZB$, limite de Bohm), on peut calculer le temps d'accélération :

$$\tau_{\text{acc}} = t_{\text{cycle}} \times V_{\text{choc}}/c$$

avec $t_{\text{cycle}} = \frac{4}{c} \left(\frac{\kappa}{V_1} + \frac{\kappa}{V_2} \right)$.

Voici un ordre de grandeur :

un proton à 10^9 GeV, $\kappa \simeq 10^{22} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, $t_{\text{cycle}} \simeq 10^4$ secondes. Ce qui donne un taux d'accélération de l'ordre de 1 mois.

Ce taux d'accélération est beaucoup plus court que celui du mécanisme du deuxième ordre, et plus réaliste pour l'accélération des RCUHE.

Confinement et échappement

Nous venons de voir comment un mécanisme de type Fermi pouvait accélérer les rayons cosmiques, donnant ainsi un spectre en loi de puissance. Mais alors comment interpréter les changements de pente du spectre.

Dans le cas d'une source galactique (FIG.1.15a), les particules ayant acquises assez d'énergie vont s'échapper, et par conséquent le flux va diminuer à partir de cette énergie d'échappement. Dans le cas où la source est extragalactique (figure b), nous allons détecter alors uniquement les particules qui ont pu s'échapper du site. La figure 1.15a pourrait donner une explication du changement au genou et la figure 1.15b pour la cheville. Pour cette dernière, le spectre détecté est en partie au dessus du spectre d'injection puisque c'est la composante galactique dont le flux domine.

Une autre hypothèse pour le genou est un changement de régime dans l'accélération ou dans la propagation. Dans le cas de la cheville, il semble que l'apparition d'une nouvelle composante soit plus probable qu'un changement de régime d'accélération.

Maintenant que nous avons un aperçu des mécanismes d'accélération, voyons dans quels objets ou phénomènes astrophysiques les RCUHE peuvent être accélérer.

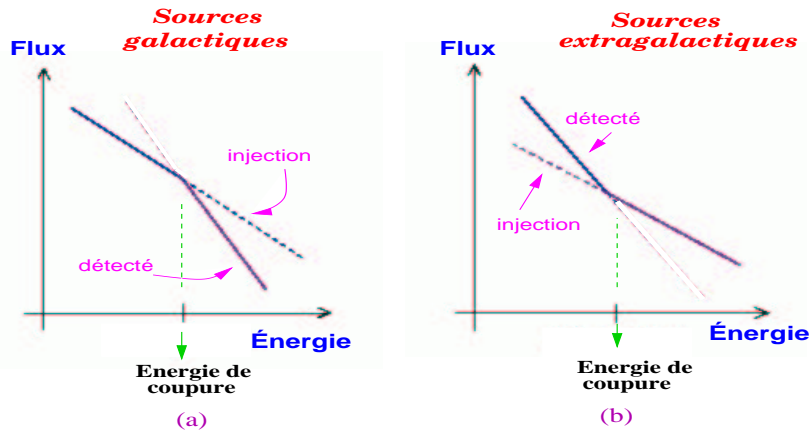


FIG. 1.15 – a) représente le cas où les sources sont galactiques et les particules de haute énergie s'échappent. b) Les sources sont extragalactiques et seules les particules de plus haute énergie peuvent s'échapper.

1.7.2 Sites accélérateurs

De même que la propagation et les pertes d'énergies, les articles concernant les sites possibles d'accélération sont extrêmement nombreux.

Nous avons choisi de nous attarder plus spécifiquement sur les pulsars comme source galactique, les Noyaux Actifs de Galaxie (AGN) et les sursauts γ (GRB) comme sources extragalactiques.

Pulsars

Un pulsar est une étoile à neutrons en rotation rapide, résultant de l'effondrement d'une étoile de quelques masses solaires ayant consommé tout son carburant nucléaire.

La rotation rapide de l'étoile à neutrons provient du fait que lors de l'effondrement de l'étoile, l'essentiel du moment cinétique est conservé et que la masse est concentrée dans une sphère de rayon de quelques dizaines de kilomètres alors qu'elle l'était dans une sphère de rayon de l'ordre du million de kilomètres.

Lors de l'effondrement, le champ magnétique de l'étoile est en quelque sorte gelé, le flux magnétique est conservé et les lignes de champ sont contractées en même temps que la matière ; le champ magnétique augmente de la même manière que la vitesse de rotation et peut atteindre des valeurs de 10^{13} G. Ainsi, les pulsars sont le siège de champs magnétiques intenses permettant l'accélération de particules chargées.

Le champ du pulsar est modélisé par un champ dipolaire dont l'axe fait à priori un angle quelconque avec l'axe de rotation (FIG.1.16).

L'étoile à neutrons est le siège d'un champ électrique induit :

$$\vec{E} = -\vec{v} \wedge \vec{B} = -(\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) \wedge \vec{B} \quad (1.4)$$

Cette dernière hypothèse est supposée également vérifiée dans la magnétosphère [31]. Du fait de la corotation de cette magnétosphère, une densité locale de charges ρ peut exister (extraite de l'étoile).

Le cylindre de lumière est le cylindre où la matière en corotation avec le pulsar aurait une vitesse linéaire égale à la vitesse de la lumière. Au-delà de ce cylindre, la magnétosphère ne peut plus être en corotation avec le pulsar et les lignes de champ qui croisent ce cylindre sont donc ouvertes. Dans un plasma fortement magnétisé, les charges soumises à la force

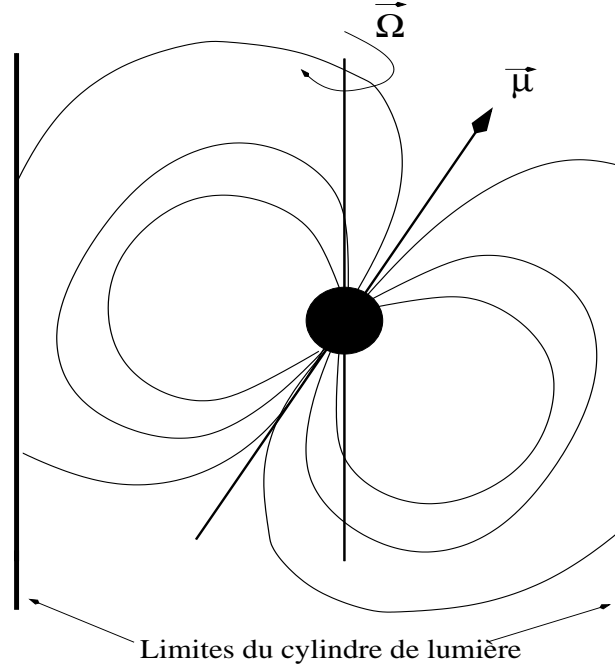


FIG. 1.16 – Schéma de la magnétosphère d'un pulsar. À l'intérieur du cylindre de lumière, les lignes du champ dipolaire (du dipôle $\vec{\mu}$) tournent avec le pulsar à la vitesse $\vec{\Omega}$. Les lignes de champ traversant le cylindre de lumière R_L ne se referment pas, et permettent à des particules chargées d'être accélérées et éjectées de la magnétosphère du pulsar. Le cylindre de lumière a pour rayon la distance à laquelle la matière en rotation à une vitesse égale à la vitesse de la lumière.

de Lorentz sont astreintes à se déplacer le long des lignes de champ, en spiralant autour de ces dernières. La rotation rapide entraîne par effet centrifuge les charges présentes dans la magnétosphère ce qui se traduit par un courant parallèle aux lignes de champ.

Blasi et al. [32] ont suggéré que des noyaux de fer, proche de la surface des jeunes étoiles à neutrons fortement magnétisées, pourraient être accélérés à des énergies au delà de GZK par l'intermédiaire d'un vent relativiste MHD (Magnéto-HydroDynamique).

Typiquement, l'énergie des rayons cosmiques peut être estimée en considérant l'énergie magnétique contenue à l'intérieur du cylindre de lumière :

$$E_{CR} = \frac{B_{lc}^2}{8\pi n_{GJ}} \quad (1.5)$$

avec les notations $B_{lc} = 10^{10} B_{13} \omega_{3k}^3$, $B_{13} = B_s / 10^{13}$ G, $\omega_{3k} = \omega / 3000$ s⁻¹ et $n_{GJ} \sim 1,7 \times 10^{11} B_{13} \omega_{3k}^4 / Z$ cm⁻³. Ce qui donnerait pour les noyaux de fer :

$$E_{CR} = 4 \times 10^{20} Z_{26} B_{13} \omega_{3k}^2 \text{ eV} \quad (1.6)$$

avec $Z_{26} = Z/26$.

Le spectre d'injection est alors déterminé par l'évolution de la fréquence de rotation au cours du temps. En effet, les pertes par rayonnement magnétique dipolaire essentiellement diminuent la fréquence de rotation de l'astre [33] :

$$\omega_{3k}^2(t) = \frac{\omega_{i3k}^2}{1 + t_8 B_{13}^2 \omega_{i3k}^2} \quad (1.7)$$

où $\omega_{i\ 3k}$ est la vitesse angulaire initiale de l'étoile à neutrons et $t_8 = t/10^8$ s.

L'évolution de l'énergie maximale pour accélérer les rayons cosmiques suivra la même évolution que $\omega_{3k}^2(t)$.

Les noyaux de fer ainsi éjectés arriveraient sur Terre de manière isotrope puisque leur rayon de Larmor est plus petit que la distance typique qui nous sépare des plus proches pulsars (~ 8 kpc).

Noyaux Actifs de Galaxie et radio-galaxies

Depuis une quinzaine d'années, un modèle standard des noyaux actifs de galaxie semble émerger, dans lequel aussi bien les galaxies de Seyfert que les Blazars ou les radio-galaxies ont une place. Même si l'on ne comprend toujours pas bien l'émission de ces objets, un modèle semble se dessiner.

Ainsi, ils seraient constitués par (FIG.1.17) :

- un trou noir supermassif (10^7 - 10^8 masses solaires) situé au centre, fournissant l'énergie gravitationnelle nécessaire. Typiquement, pour 10^8 masses solaires, on obtient un rayon de Schwarzschild de 10^{-5} pc (environ la moitié du soleil) ;
- un disque d'accrétion en rotation autour du trou noir, et dont la température va de 10^4 K au bord à environ 10^5 K au voisinage du centre. Ce disque émet un rayonnement thermique, allant du bleu aux rayons X mous au centre. L'accrétion se produit sur un disque et non de façon sphérique car cette configuration est la plus stable d'un point de vue du moment cinétique. Évacuer le moment cinétique des étoiles ou du gaz accrété est d'ailleurs l'une des tâches les plus délicates du noyau actif de galaxie. La taille de ce disque est typiquement de l'ordre du dixième de parsec, soit quelques mois-lumière, mais la partie qui rayonne est vraisemblablement encore plus petite ($\leq 10^{-2}$ pc). Cette condition est essentielle pour expliquer la rapide variabilité des noyaux actifs de galaxie ;
- un tore de poussière, beaucoup plus froid, tournant à une vitesse de 1000 km.s^{-1} autour du trou noir central. Ce tore, essentiellement visible en infrarouge aurait une taille allant de quelques centaines de parsec au kiloparsec ;
- des nuages évoluant à grande vitesse au-dessus du disque d'accrétion, et sites potentiels de l'émission de raies larges (galaxie dite de Seyfert) ;
- des nuages plus lents, situés plus loin du trou noir central, et responsable de raies étroites ;
- et dans le cas de BL Lac et des radio-galaxies, de deux jets de matière relativiste, s'étendant au-delà de la galaxie hôte jusqu'à des distances de l'ordre du Mégaparsec (Mpc). Ce sont des sites d'émission radio, et aussi un site privilégié pour l'émission des photons de haute énergie et des rayons cosmiques.

Les BL Lac ou les radio galaxies seraient les mêmes objets ou phénomènes mais vus sous un angle différent (FIG.1.17). Les *hot spots* (FIG.1.18) sont les extrémités des jets de matière éjectée ; les particules sont accélérées par leurs diffusions répétées sur l'onde de choc produite par l'éjection de matière et des champs magnétiques turbulents : ce serait donc une accélération de Fermi premier ordre.

Le processus d'accélération reste efficace tant que les pertes par rayonnement synchrotron et les interactions photon-photon ne deviennent pas dominantes.

D'après [34, 35], en tenant compte des pertes et des gains, les protons les plus énergétiques pourraient avoir une énergie jusqu'à 5×10^{20} eV, avec des conditions raisonnables de champ magnétique et de turbulence pour ces régions ($B \sim 300 \mu\text{G}$, et une vitesse du jet de matière $\beta_{\text{jet}} \sim 0,5$).

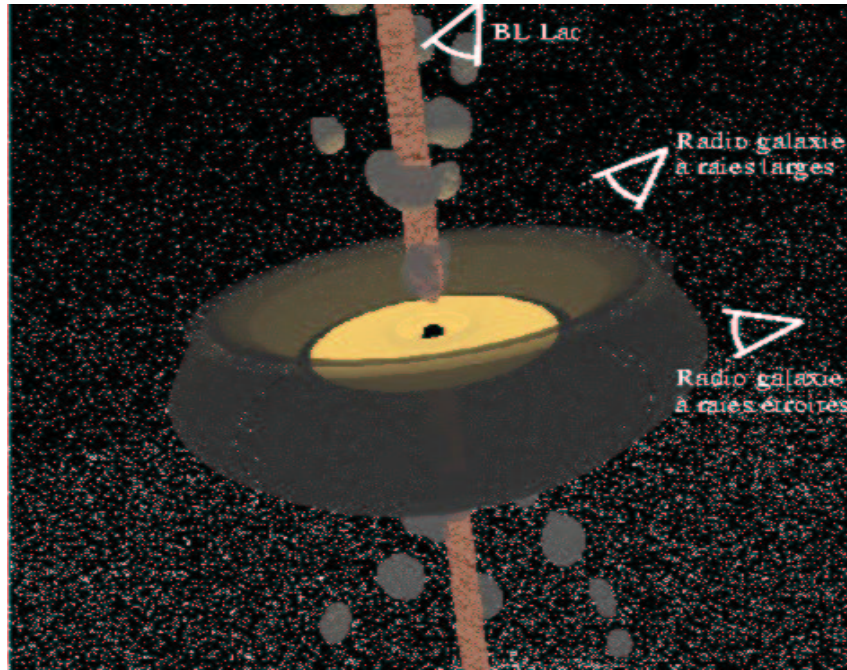


FIG. 1.17 – Dessin d'artiste représentant un noyau actif de galaxie. Le trou noir central est entouré par un disque d'accrétion en rotation. Deux jets ultra-relativistes émergent des pôles du trou noir (les dimensions des différentes parties ne sont pas à l'échelle).

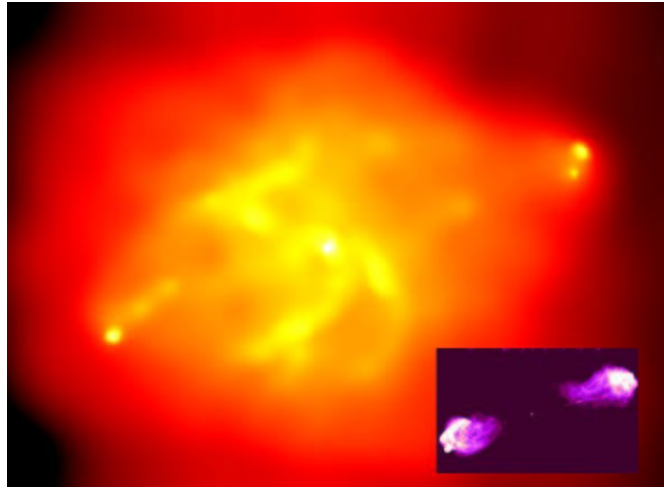


FIG. 1.18 – Région de la constellation du Cygne en Observation X. On peut remarquer les hot spots aux deux extrémités des jets. Ces mêmes hot spots, en bas à droite, sont vus dans une autre longueur d'onde.

Ces sources pourraient être responsables des flux jusqu'à la coupure GZK, et même certaines au-delà mais elles sont généralement loin de nous.

Le plus proche objet connu est M87 dans l'amas de la Vierge (18 Mpc de nous). Si M87 était une source de RCUHE, nous devrions voir une concentration d'événements arrivant de cette direction mais ce n'est pas le cas. Après M87, le plus près est NGC315 qui est, à 80 Mpc, trop éloigné de nous pour ne pas subir les pertes lors de la propagation, et de toute manière, il n'y a pas d'accumulation dans sa direction.

Une corrélation, très controversée, entre les directions d'arrivée d'événements avec des BL Lac, c'est-à-dire les AGN dont les jets sont dirigés dans notre direction, a été suggéré par Tinyakov et Tkachev [36].

EGRET ("Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope") [37] réalisa une cartographie du ciel γ au-dessus de 100 MeV (FIG.1.19) : 271 sources dont 6 pulsars, 170 sources non identifiées, 66 blazars identifiés comme tel, plus 27 de façon incertaine. Les blazars, quant à eux, constituent la grande surprise d'EGRET, puisqu'ils forment l'unique ensemble de sources extra-galactiques émettrices à haute énergie, enfin surtout par la puissance émise sous forme de γ , qui souvent domine celle émise sur l'ensemble du spectre électromagnétique.

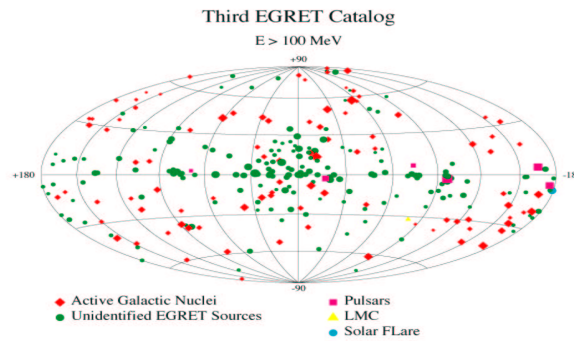


FIG. 1.19 – Cartographie réalisée par EGRET en coordonnées galactiques.

Les sursauts γ ou GRB (Gamma Ray Burst)

Les sursauts γ sont caractérisés par une émission très intense de rayonnement. Leur distribution spatiale est caractérisée par une grande isotropie ; une de leur caractéristique est surtout une grande diversité de leur variabilité temporelle allant de quelques millisecondes à plusieurs heures.

De même que les AGN, un modèle semble être adopté, celui de la *boule de feu*, expliquant à la fois la brièveté et l'intensité. La figure 1.20 explique schématiquement le phénomène.

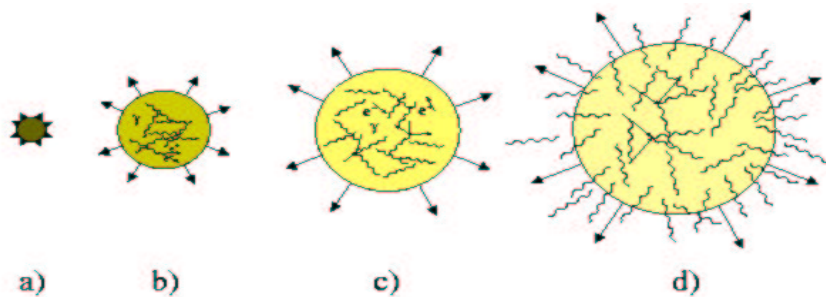


FIG. 1.20 – Schéma d'évolution des sursauts gamma selon le modèle boule de feu.

Une explosion initiale (a) libère une grande quantité d'énergie sous forme de photons qui se convertissent en paires électrons-positons (b). Il se forme alors un plasma tel que la densité de charges le rend opaque aux photons (c). Ce plasma se comporte comme un gaz parfait en expansion relativiste dans la boule de feu. La température décroît à cause de l'expansion, et lorsqu'elle atteint environ 0,5 MeV, la densité de charges chute brutalement

avec la recombinaison des paires e^+e^- . À une température de 20 keV, le plasma devient transparent aux photons (d). Dans ce modèle, une pollution en baryons est nécessaire pour avoir un bilan énergétique convenable compte tenu des observations [38].

Une possible origine commune avec les RCUHE a été soulignée par [39, 40]. Elle est basée sur l'observation que le taux moyen d'émission d'énergie pour expliquer le flux observé des RCUHE est comparable au taux moyen d'énergie émise par les GRB.

De plus le spectre semble proche de celui observé au-delà de 10^{19} eV dans le cas d'un spectre d'injection de protons proportionnel à $E^{-2,3\pm 0,5}$ [41], typique dans les modèles d'accélération par mécanisme de Fermi.

1.7.3 Modèle Top-Down

En regard du mécanisme Bottom-Up d'accélération de particules chargées, les scénarii Top-Down échappent au problème de l'accélération en supposant que les particules chargées et neutres sont produites lors de la désintégration de particules élémentaires supermassives, appelées couramment "X" (10^{16} - 10^{19} GeV, échelle de GUT des particules de l'Univers primordial).

Les sources de ces particules exotiques, peuvent être des défauts topologiques créés lors des transitions de phase de l'Univers primordial, après l'inflation ou bien des particules supermassives reliques produites par des fluctuations du vide lors de la phase inflationnaire de l'Univers.

Selon les modèles de Grande Unification (GUT), l'Univers a subi plusieurs brisures spontanées de symétrie. Durant une transition de phase, des régions causales ont évolué vers des états différents. À la frontière de ces régions, une valeur nulle du champ de Higgs peut subsister, et l'énergie est piégée dans un défaut topologique dont les caractéristiques dépendent de la topologie de l'Univers à cet endroit.

Les défauts topologiques tels que les monopôles magnétiques, les cordes cosmiques, les vortons... sont tous topologiquement stables et perdent leur énergie par annihilation, collision ou désintégration sous forme de particules X qui se désintègrent en leptons et en quarks. Ces derniers s'hadronisent produisant des jets de hadrons contenant principalement des pions (seulement 3 % de nucléons).

Notons qu'au contraire des modèles Bottom-Up, les Top-Down prédisent un flux au-dessus de 10^{20} eV dominé à la source par les photons et les neutrinos (via la désintégration des pions). Et le rapport photon/proton pourrait être utilisé afin de contraindre l'origine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie.

Mais dans le cas où les photons ne domineraient pas à haute énergie, ces modèles peuvent s'ajuster, en augmentant l'absorption des photons par le fond radio de l'Univers. Cette dernière hypothèse, augmenterait le flux relatif de neutrinos, qui devrait être détecté par un réseau comme Auger.

Il est clair que les modes de désintégration précis et les détails de la dynamique dépendent de la nature des particules X, mais nous pouvons remarquer que d'une manière générale, le taux de production de particules X peut être paramétré par :

$$\dot{n}_X(t) = \frac{Q_0}{m_X} \left(\frac{t}{t_0} \right)^{-4+p} \quad (1.8)$$

où t est le temps de Hubble, t_0 l'âge de l'Univers, $Q_0 = \dot{n}_X(t)m_X$ est le taux d'énergie injectée sous la forme de particules X de masse m_X par unité de volume aujourd'hui. Dans la plupart des cas, $p=1$, sauf dans le cas de cordes superconductrices avec $p \leq 0$, ou la désintégration de vortons.

Si le scénario défaut topologique peut expliquer l'origine des RCUHE, l'équation 1.8 peut être normalisée pour tenir compte des événements au-delà de GZK, en respectant les mesures des flux observés ou les limites supérieures et inférieures en énergie. Une remarque importante concerne les observations du fond γ dans la région 100 MeV-100 GeV qui limitent fortement les modèles de défauts topologiques [42, 43, 44, 45].

En ce qui concerne les particules supermassives reliques du Big-Bang, leur flux est déterminé par le rapport entre la densité de reliques dans l'Univers et leur temps de vie [46, 47]. De plus la désintégration doit se produire dans la sphère GZK. Une paramétrisation du taux de désintégration est :

$$\dot{n}_X = \frac{n_X}{\tau_X} \quad (1.9)$$

avec $n_X = \rho_c \Omega_X h^2 / m_X$ est la densité de particules X dans l'Univers, Ω_X est la densité moyenne de masse à laquelle les particules reliques contribuent, exprimée en unité de densité critique ρ_c , et $\rho_c \sim 1,05 \cdot 10^{-4} h^2 \text{ GeV.cm}^{-3}$, et enfin h est la valeur de la constante de Hubble en unité de $100 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$. Dans cette équation, notons que ni Ω_X , ni τ_X ne sont connus de manière précise.

Nous pouvons noter que les particules reliques peuvent jouer un rôle comme matière noire froide (Cold Dark Matter). Dans ce cas, leur contribution à la CDM devrait être la même partout dans l'Univers puisqu'elles sont soumises à la gravitation de la même manière.

Elles seraient aussi situées dans le halo galactique, et une signature claire serait l'anisotropie à cause de l'asymétrie de la position du Soleil dans la Galaxie. Les données sont encore trop peu nombreuses pour établir une corrélation éventuelle avec le halo galactique [48].

Le spectre d'injection des scénarii *Top-Down* (en $1/E$) peut s'ajuster aisément au spectre observé dans l'intervalle $10^{19,5-20} \text{ eV}$, mais ne le peut pas du tout en dessous du seuil de photoproduction de pions. Par exemple à $10^{18,7} \text{ eV}$, où le flux est bien mesuré, ce type de scénario prédit un flux d'un ordre de grandeur trop faible.

Pour être en accord avec les observations, Il faut y additionner un modèle *Bottom-Up* afin de bien décrire le spectre en-dessous de GZK. Une explication élégante a été avancée par Gelmini et al. [49] en mélangeant les flux de neutrinos des modèles Top-Down avec le mécanisme Z-burst [50, 51, 52]. Ce dernier scénario prédit que la plupart des particules primaires au-delà de 10^{20} eV sont des nucléons (avec une accumulation vers GZK) et des photons de plus haute énergie (10^{21} eV).

Nous pouvons conclure en disant qu'il n'y a finalement pas de modèle qui reproduise toutes les observations et qu'il y a encore beaucoup de chemin à parcourir pour tenter de comprendre leur nature, leur source et le mécanisme qui leur donne cette si grande énergie.

Le manque de statistique fait cruellement défaut afin de comparer les modèles avec les observations.

Nous allons maintenant voir comment l'Observatoire Pierre Auger est conçu pour détecter les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie et les performances attendues de ce détecteur.

Chapitre 2

L'Observatoire Pierre Auger

Dans ce chapitre, je présenterai en premier lieu les motivations de l'expérience ainsi que les contraintes auxquelles elle est soumise. Je poursuivrai en détaillant le site en construction, le détecteur de fluorescence et sa technique de détection puis je détaillerai le détecteur de surface pour lequel le laboratoire où j'ai effectué ma thèse a une grande part de responsabilité tant au niveau de l'électronique que des programmes d'acquisition. Puis je conclurai cette partie par les performances attendues.

2.1 Objectifs

2.1.1 Motivations

Le projet de l'Observatoire Pierre Auger est né dans les années 1990. La motivation est principalement liée aux conclusions des autres expériences étudiant le rayonnement cosmique aux ultra-hautes énergies.

Comme nous l'avons vu sur le spectre des rayons cosmiques (FIG.1.2 p.13), à 10^{20} eV, le flux est de 1 particule par km^2 et par siècle. En 30 ans d'étude, la communauté scientifique n'a recueilli qu'un peu plus d'une dizaine d'événements au-delà de 100 EeV, et des désaccords sur les énergies reconstruites existent (ICRC 2001, Hambourg, FIG.2.1) entre les expériences utilisant des techniques de détection différentes (fluorescence et détecteur de surface) ainsi que le type de détecteur de surface (scintillateur et cuve Čerenkov). Le manque de statistique y contribue pour une bonne part. D'autre part la nature elle-même des particules primaires est encore bien incertaine et comme nous venons de le voir dans le chapitre précédent, les sites de production sont inconnus.

L'Observatoire Pierre Auger a donc été conçu pour mesurer le flux, la distribution d'arrivée et la nature des rayons cosmiques sur toute la sphère céleste, de 10^{19} eV jusqu'aux plus hautes énergies avec une importante statistique et une bonne précision sur l'énergie.

Pour réaliser ces objectifs, l'Observatoire sera situé sur deux sites, un dans chaque hémisphère, avec une superficie de $3\,000\text{ km}^2$ chacun.

La recherche des sites nécessita de trouver l'espace le plus apte à y accueillir un tel détecteur.

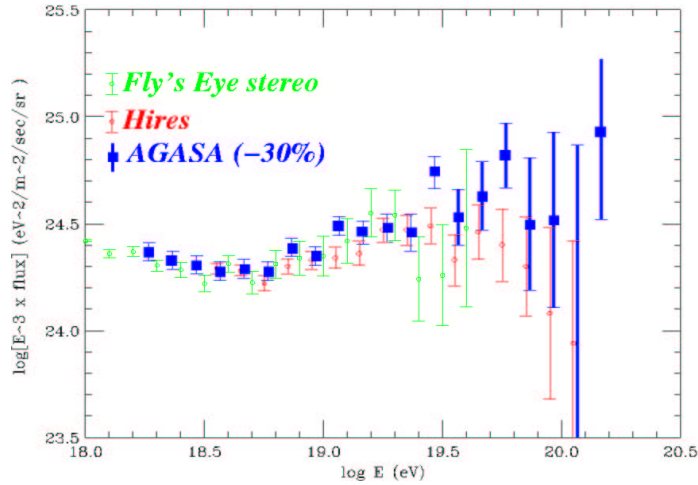


FIG. 2.1 – Spectre différentiel (multiplié par E^3) détecté par HiRes et Fly's Eye, sur lesquels est superposé celui d'AGASA dont l'énergie est diminuée de 30%, ce qui représente environ un facteur 2 sur le flux.

2.1.2 Contraintes

Le site d'installation devait avoir certaines caractéristiques d'un point de vue géographique, physique et expérimental.

Les contraintes géographiques et physiques sont :

- un terrain le plus plat possible de grande superficie afin de permettre l'utilisation de télécommunications. Il doit être praticable afin de déployer les détecteurs facilement et y construire les bâtiments de fluorescence ;
- la latitude devait être comprise entre 30° et 45° afin d'avoir une bonne couverture du ciel ;
- une altitude comprise entre 1000 et 1500 m pour être proche du maximum des gerbes atmosphériques aux énergies qui nous intéressent c'est-à-dire au-dessus de la cheville ($\langle X_{\max} \rangle = 800 \text{ g.cm}^{-2}$ pour un proton de 10^{19} eV) ;
- un ciel le moins nuageux possible pour utiliser au maximum de ses possibilités le détecteur de fluorescence (10% de cycle utile) et aussi pour les détecteurs du réseau fonctionnant avec l'aide de panneaux solaires ;
- un site avec peu de pollution lumineuse pour la fluorescence, c'est-à-dire le plus isolé possible des villes.

Les caractéristiques expérimentales recherchées sont :

- une acceptance indépendante de l'énergie au-dessus de 10^{19} eV et égale à 1 ;
- un détecteur permettant une bonne couverture du ciel : la cuve Čerenkov a une couverture du ciel quasiment deux fois plus importante qu'un scintillateur ;
- un détecteur sensible aux directions d'arrivée des gerbes à grand angle ($> 60^\circ$) ;
- une calibration *in situ* des détecteurs par les muons du tout venant ;
- une autonomie électrique des détecteurs de surface compte tenu de la superficie ;
- l'utilisation des télécoms pour transmettre les données ;
- une grande fiabilité du matériel. L'expérience doit durer vingt ans.

Après avoir visité l'Australie, l'Afrique du Sud, l'Espagne, l'Argentine, le Mexique et les États-Unis, les sites retenus ont été la Pampa Amarilla près de la ville de Malargüe dans la province de Mendoza en Argentine, pour le site sud et Millard County dans l'état de l'Utah aux États-Unis pour le site nord. Ce gigantesque détecteur est conçu dans le but de recueillir des données de qualité et une statistique très importante afin d'apporter des réponses à l'énigme des rayons cosmiques.

2.2 Le site sud

Le site sud est situé dans la Pampa Amarilla (35° - $35,3^{\circ}$ S et 69° - $69,3^{\circ}$) avec une altitude comprise entre 1 300 et 1 400 m, dans la Province de Mendoza en Argentine, près de la ville de Malargüe (18 000 hab.) et à 180 km à l'ouest de San-Rafaël (100 000 hab.). Le site est en encore en construction.

La figure 2.2 représente le réseau complet avec les quatre télescopes de fluorescence. Chaque point représente une cuve Čerenkov, le contour rouge délimite le réseau prototype (EA), les cercles plus grands rouges sont les détecteurs de fluorescence, avec des lignes représentant la portion balayée par chaque télescope.

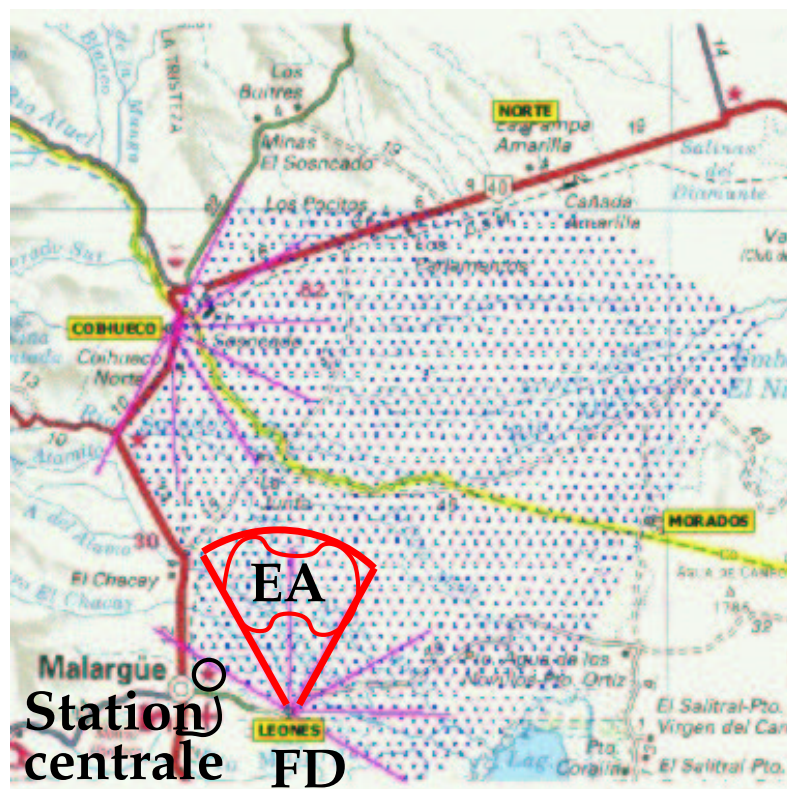
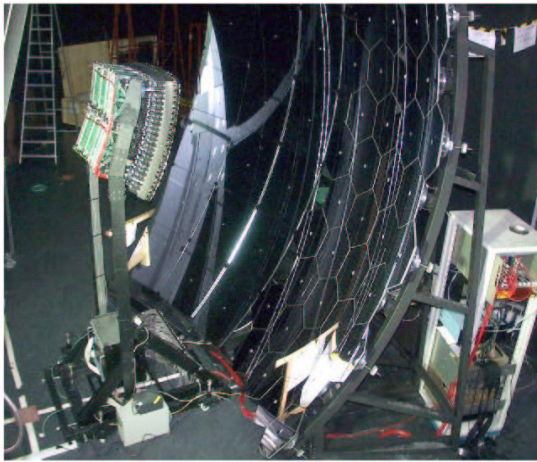


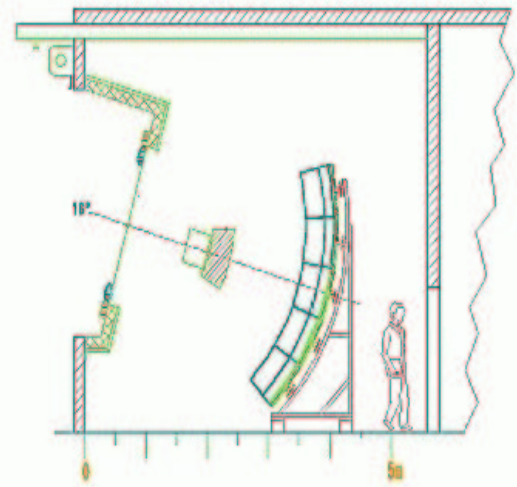
FIG. 2.2 – L'Observatoire Pierre Auger. Chaque point bleu représente une station locale ; le contour rouge délimite le réseau prototype (EA : Engineering Array) et les rectangles verts sont les bâtiments de fluorescence ; les lignes partant de ces derniers montrent la portion d'espace balayée par chaque télescope à fluorescence (champ de vue de $30^{\circ} \times 30^{\circ}$).

2.2.1 Le Détecteur de fluorescence

Il y a 4 détecteurs de fluorescence répartis sur les bords du réseau de surface. Chacun comporte six télescopes. La figure 2.3 montre une photo (FIG.2.3(a)) et un schéma du détecteur (FIG.2.3(b)). Le télescope possède une ouverture de 2,2 m de diamètre et dispose d'un filtre optique pour sélectionner les photons de fluorescence (entre 300 et 400 nm). Le champ d'un télescope est de $30^\circ \times 30^\circ$. La caméra est composée d'une matrice de 20×22 photomultiplicateurs (PMT) située dans le plan focal du miroir sphérique ($3,5\text{m} \times 3,5\text{m}$) qui collecte la lumière. Chaque PMT a un champ de $1,5^\circ \times 1,5^\circ$.



(a) Vue partielle.



(b) Schéma.

FIG. 2.3 – Le détecteur de fluorescence.

Chaque événement de 10^{19} eV est enregistré par au moins un détecteur de fluorescence et 60% par deux ou plus. La coïncidence entre le détecteur de surface et un seul détecteur de fluorescence contraint la géométrie de la gerbe aussi précisément que la détection en stéréo (par au moins deux télescopes).

Concernant l'électronique, il y a vingt cartes Front-End (une carte pour 22 PMT). Le signal est échantillonné avec une fréquence de 10 MHz. Il y a trois niveaux de trigger pour un télescope. Le premier niveau est déclenché sur un pixel (ou PMT), lorsque son signal dépasse une valeur seuil (ajustable), et le taux d'événements est de l'ordre de 100 Hz. Le deuxième niveau recherche des configurations de 5 pixels touchés formant une trace (FIG.2.4) ; il y a 108 possibilités. Et le troisième niveau est basé sur la compatibilité spatio-temporelle et la longueur de trace. Un algorithme plus sophistiqué, qui fait une reconstruction du profil et de l'énergie, est appliqué lors d'une grande longueur de trace.

Le plan de détection est représenté sur la figure 2.5. Le télescope "voit" le développement de la gerbe lors de sa traversée de l'atmosphère. Les particules chargées de la gerbe provoquent l'ionisation des molécules d'azote, qui se dés excitent en émettant de manière isotrope, une lumière de fluorescence. Cette lumière est collectée par le miroir du télescope et est recueillie par les photomultiplicateurs à des temps t_i .

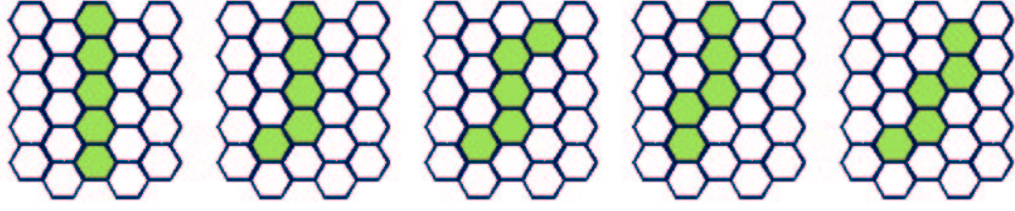


FIG. 2.4 – Type de modèles recherchés pour le second niveau de trigger du télescope de fluorescence. Chaque hexagone représente un pixel de la caméra.

Chaque tube voit la lumière lui arriver au temps t_i :

$$t_i(\theta_i) = \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\theta_i}{2}\right) + t_0$$

θ_i est l'angle entre l'axe de la gerbe et la direction pointée par le tube i , R_p est le paramètre d'impact, c est la vitesse de la lumière et t_0 est le temps auquel la gerbe arrive au point d'intersection entre l'axe de la gerbe et le vecteur \vec{R}_p . L'angle θ_i peut être relié à l'angle ψ par :

$$\theta_i = \pi - \psi - \chi_i$$

ψ est l'angle entre l'axe de la gerbe et le sol, et χ_i est l'angle entre le sol et la direction de visée du $i^{\text{ième}}$ tube.

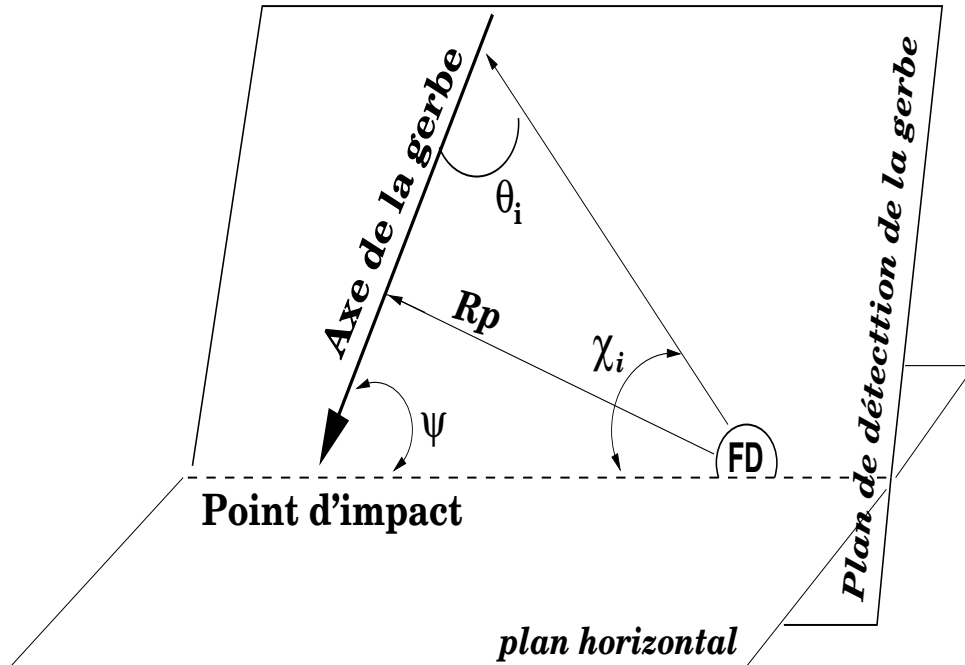


FIG. 2.5 – Plan de détection d'une gerbe atmosphérique vue par le détecteur de fluorescence.

Le plan de la gerbe étant déterminé, on peut calculer le nombre de photons arrivant sur les PMT. Ce nombre est proportionnel à la surface collectrice, au nombre de particules chargées de la gerbe au point observé, à l'efficacité quantique du tube, à la distance de

la source émettrice, et au rendement de fluorescence (nombre de photons par particule chargée et par mètre). Mais il faut tenir compte de la lumière Čerenkov produite par le passage des particules chargées ayant une vitesse plus grande que la lumière dans l'atmosphère. Cette lumière peut être directe ou indirecte, c'est-à-dire arriver directement dans la caméra ou bien avoir subi de la diffusion sur les aérosols de l'air. Le premier cas peut être estimé par la distribution des électrons de la gerbe ; le second cas est nettement plus compliqué puisqu'il va dépendre du profil de densité des aérosols dans l'air.

On ajuste le profil longitudinal, $N_e(x)$ par une fonction de Gaisser-Hillas :

$$N_e(x, X_{\max}, X_1, N_{\max}) = N_{\max} \left(\frac{x - X_1}{X_{\max} - X_1} \right)^{\frac{X_{\max} - X_1}{\lambda}} \exp\left(-\frac{X_{\max} - x}{\lambda}\right) \quad (2.1)$$

où X_{\max} est la profondeur du maximum de la gerbe, X_1 est celle du point de première interaction. λ est la longueur d'atténuation (70 g.cm^{-2}). N_{\max} est le nombre de particules chargées au maximum de développement de la gerbe.

L'énergie est alors calculée en effectuant l'intégrale :

$$E = \frac{\epsilon_0}{X_0} \int N_e(x) dx \quad (2.2)$$

où ϵ_0/X_0 est le rapport entre l'énergie critique ($\epsilon_0=81 \text{ MeV}$) d'un électron et la longueur de radiation dans l'air ($X_0=37,1 \text{ g.cm}^{-2}$). Cette intégrale convertit la longueur de trace totale en énergie d'ionisation et d'excitation. Une petite correction est appliquée (10%) pour tenir compte de l'énergie des particules neutres. Elle est la seule qui dépende du modèle.

2.2.2 Le détecteur de surface

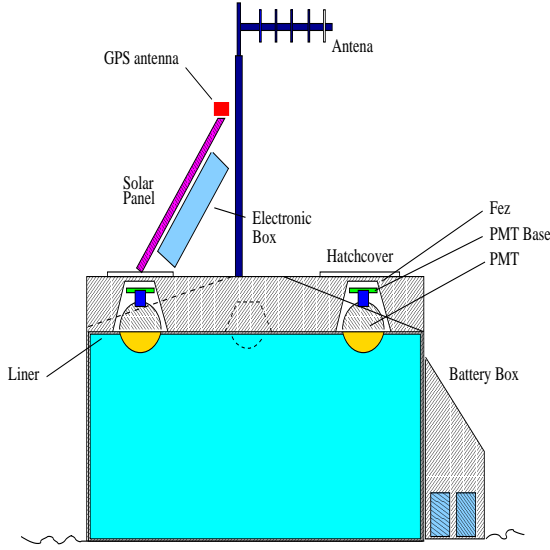
Le réseau de surface complet sera composé de 1600 stations locales comprenant chacune une cuve remplie d'eau, dont les dimensions sont 3,6 m de diamètre et 1,5 m de haut. Elles sont disposées sur les 3000 km^2 du site, espacées de 1,5 km sur une maille triangulaire.

La dimension du site rendant impossible le câblage des cuves pour l'alimentation électrique et le transfert des données (pour des raisons de coût et de maintenance), il a été choisi de les rendre **autonomes** ; pour l'alimentation électrique, des panneaux solaires alliés à des batteries alimentent chaque station locale.

Pour le transfert des données et les échanges d'informations avec la station centrale, les télécommunications sont utilisées (réseau hertzien et micro-onde).

Afin d'avoir une bonne précision sur les temps d'arrivées, chaque station est munie d'un récepteur GPS (*Global Positionning System*).

À l'intérieur de chaque cuve, une poche en Tyvek[®], matériau réfléchissant et diffusant afin de rendre le signal le plus uniforme possible (ne dépendant pas de l'endroit où les particules entrent dans la cuve), est remplie d'eau pure à hauteur de 1,2 m. Dans la partie supérieure de la cuve sont disposés trois photomultiplicateurs récoltant la lumière Čerenkov produite lors du passage des particules dans la cuve. Les PMT sont de grande surface ($9'$). Dans le cas du réseau de surface, des PMT Hamamatsu et Photonis ont été utilisés ; pour la pré-production ces sont les Photonis XP1805 qui ont été retenus. Un schéma de la cuve ainsi qu'une photo sont présentés sur les figures 2.6(a) et 2.6(b).



(a) schéma d'une station locale prototype.



(b) Photo d'une cuve installée en Argentine dans la Pampa.

FIG. 2.6 – Coupe d'un détecteur de surface et vue d'un détecteur installé.

La hauteur d'eau dans la cuve est optimisée pour le signal des muons. Le rayonnement Čerenkov est un phénomène d'onde de choc électromagnétique créée le long de la trajectoire d'une particule chargée dans un milieu diélectrique. Lorsque celle-ci possède une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu traversé, c'est-à-dire $v > c/n$, avec n l'indice de réfraction du milieu, un rayonnement électromagnétique est émis. L'angle d'émission est donné par :

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}$$

où β est la vitesse de la particule dans le milieu en unité c .

Le nombre de photons Čerenkov émis par unité de longueur et par unité de longueur d'onde est :

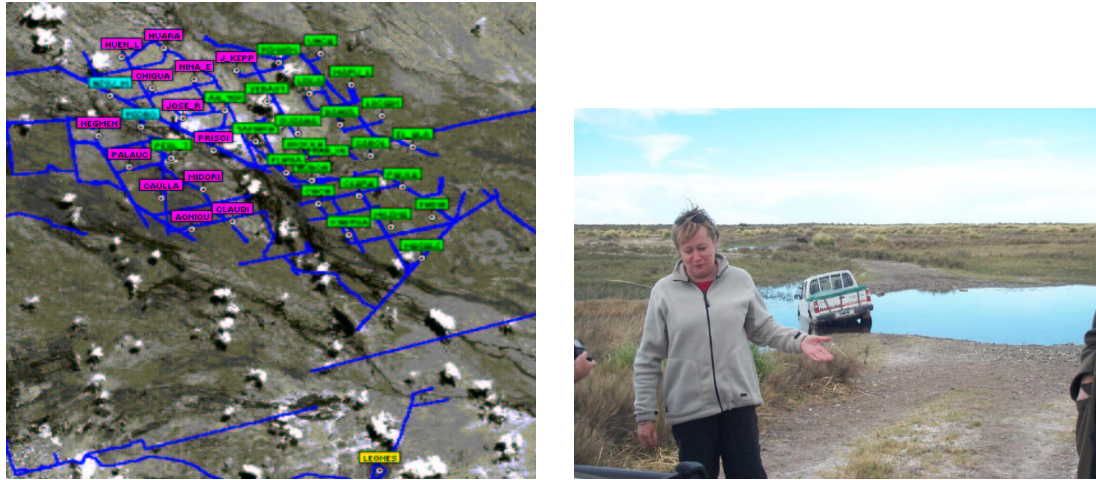
$$\frac{d^2 N}{d\lambda dl} = 2\pi\alpha Z^2 \frac{\sin^2 \theta_c}{\lambda^2}$$

Le seuil de l'effet Čerenkov est de 160 MeV pour les muons, 750 keV pour les électrons. Les photons, qui sont les plus nombreux, font soit de la création de paires soit de l'effet Compton sur les électrons du milieu. Ces derniers pourront émettre de la lumière Čerenkov s'ils possèdent une énergie suffisante.

2.2.3 Le réseau prototype

Avant de procéder à la construction du réseau entier, un sous-réseau prototype, l'Engineering Array (EA) a été mis en place. Il est constitué de 32 stations locales entièrement équipées qui fonctionnent depuis juillet 2001, et de manière stable et continue depuis février 2002. Deux télescopes de fluorescence ont été installés sur le site de Los Leones, couvrant le réseau de surface (60° d'angle azimuthal) afin de tester la détection hybride.

La figure 2.7(a) présente une vue de l'état du réseau prototype en mai 2001.



(a) Vue du réseau prototype en mai 2001. 40 cuves ont été déployées ; 32 ont été équipées de leur électronique.

(b) Embourbement d'un véhicule 4×4 lors d'une visite des cuves.

FIG. 2.7 – Réseau prototype et exemple des difficultés de déploiement.

Cela a permis de tester les cuves (matériau, électronique et programmes d'acquisitions des données) ainsi que la stratégie de déploiement, qui n'est pas chose aisée en temps normal et irréalisable à certaines périodes de l'année (FIG.2.7(b)). La surface couverte par ce réseau représente 46 km². Au centre, deux cuves ont été espacées de 11 m (les cuves nommées Carmen et Miranda). Elles permirent de vérifier la qualité de la précision temporelle et d'étudier des fluctuations du signal au niveau du sol.

Parallèlement, deux détecteurs ont été déployés à une demi-maille d'intervalle (750 m) afin de descendre le seuil de détection en dessous de 10^{18} eV.

Ce réseau permet de montrer la bonne qualité des données et de valider les choix techniques et technologiques [53], en particulier, l'électronique de la station locale.

2.2.4 L'électronique de la station locale

Comme nous l'avons dit précédemment, la station locale (SL) est autonome. Elle acquiert des données à l'aide de l'électronique installée et du programme d'acquisition.

Le laboratoire PCC du Collège de France est responsable des programmes d'acquisition et de test de la station locale ainsi que de la réalisation et la fabrication de la carte unifiée de cette station. Le but de l'EA n'est pas d'avoir des résultats de physique mais de confirmer, ou d'infirmer, les choix techniques et technologiques avant la réalisation du réseau entier. La carte électronique, ou plus exactement les cartes électroniques composant les détecteurs de l'EA sont montrées sur la figure 2.8. En effet, pour justifier les différents choix, plusieurs cartes électroniques représentant chacune une des fonctionnalités de la station locale ont été réalisées.

Ce laboratoire était aussi responsable de la carte mère, du contrôleur (CPU), *intelligence* de la station locale puisque c'est à l'intérieur que "tourne" le programme d'acquisition et c'est lui qui gère les flux de données, ainsi que de la carte Ethernet.

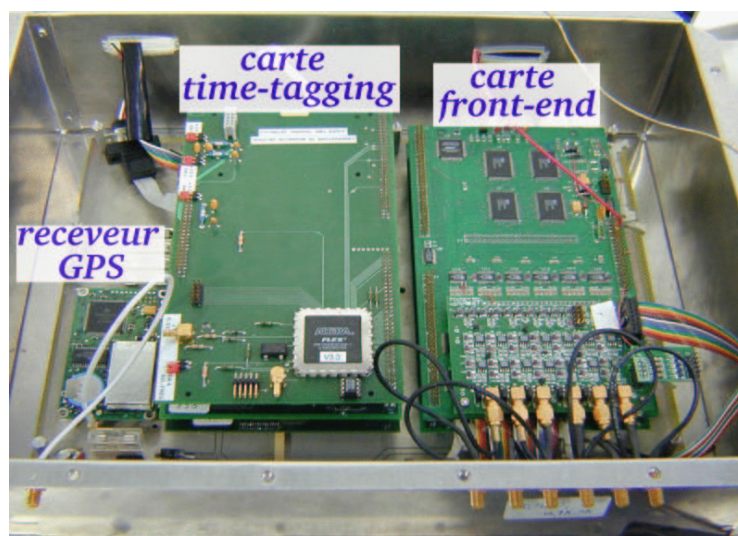


FIG. 2.8 – Électronique d'une station locale du réseau prototype. Les différentes cartes électroniques sont empilées les unes sur les autres et sur une carte mère qui leur distribue les tensions, les bus de données et d'adresses.

Fonctions de l'électronique

- Une carte mère sur laquelle viennent se fixer six cartes filles, auxquelles elle distribue les tensions, et les bus de données et d'adresses ;
- *Contrôleur de station* (CPU). C'est le *cerveau* de la station locale (SL) ; il est le lien avec la station centrale (SC ou CDAS) ;
- *Carte de trigger* ou *Front End* (FE) : cette carte reçoit les signaux des photomultiplicateurs et les digitize toutes les 25 ns : elle réalise les *triggers* de 1^{er} niveau ;
- *Time Tagging* (TTG) : c'est la carte dite de *datation*. En effet, elle utilise les satellites du système GPS qui envoient une *pulse* chaque seconde vers la station locale, qui a une horloge à 100 MHz. Le GPS donne un temps absolu et corrige la fréquence de l'horloge (*negative saw-tooth*). Cela permet d'avoir toutes les SL synchrones à moins de 15 ns près ;
- *Ethernet* : cette carte est utilisée uniquement pendant les tests ;
- *Slow Control* (SC) : elle lit les paramètres de monitoring (batteries, tensions, intensités, températures...). Elle permet la modification de paramètres tels que la tension des PMT, et les niveaux des *triggers* ;
- *Subscriber Unit* (SU) : une interface de télécommunication entre la SL et la SC qui permet d'utiliser le réseau hertzien pour l'échange de données et de messages.

2.2.5 Acquisition des données

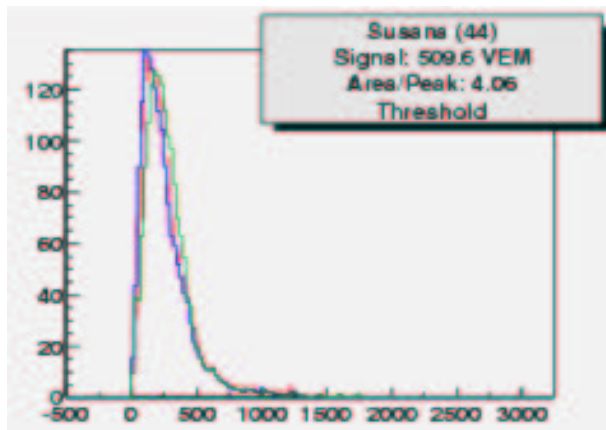
Nous allons maintenant décrire l'acquisition des données et les *triggers* de la station locale. Chaque cuve comporte trois photomultiplicateurs qui vont servir à détecter la lumière Čerenkov produite par les particules traversant la cuve. Les signaux des PMT sont pris sur la dernière dynode et sur l'anode de chacun des trois PMT de la cuve. Le signal de la dynode est amplifié d'un facteur 32, ce qui permet d'augmenter la dynamique des signaux collectés.

Ces signaux sont lus par la carte Front-End de la station locale et convertis en signaux FADC (*Fast Analog to Digital Converter*) avec un échantillonnage à 40 MHz, ce qui donne des intervalles de temps de 25 ns. Ils sont ensuite analysés par la carte PLD (*Programmable Logic Device*) qui décidera du premier niveau de trigger (T1).

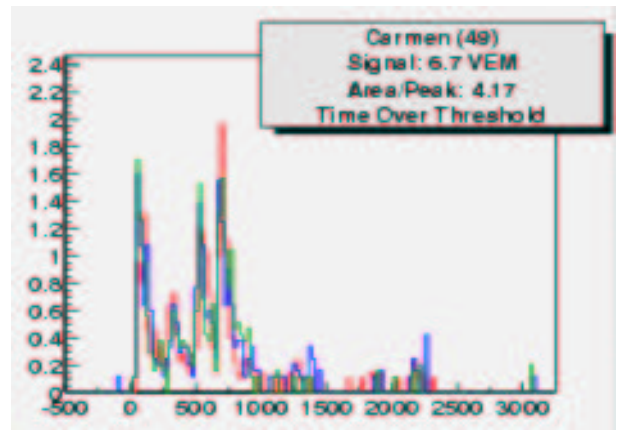
Dans le cas du réseau prototype, deux types de triggers sont utilisés simultanément :

- un trigger seuil (*threshold*) ; c'est la coïncidence de 3 PMT avec un signal au-dessus de 1,75 VEM (Vertical Equivalent Muon). Le temps du trigger correspond au *bin* de temps où le signal a dépassé le seuil ;
- un trigger T.O.T. (*Time Over Threshold*) ; c'est la coïncidence de 2 PMT dont au moins 12 bins dépassent 0,2 VEM dans une fenêtre de temps de 3 μ s. Le temps du trigger est donné alors par le douzième *bin* qui a dépassé le seuil.

Les figures 2.9(a) et 2.9(b) montrent des exemples de signaux obtenus avec l'un et l'autre des triggers.



(a) Signal lors d'un trigger seuil. Les signaux des trois PMT sont superposés.



(b) Signal lors d'un trigger Time over threshold (TOT). Les signaux des trois PMT sont superposés.

FIG. 2.9 – Exemples de signaux suivant le type de trigger (*threshold* ou *TOT*).

Lorsqu'un trigger T1 est réalisé, on enregistre 19,2 μ s de signaux FADC dans une mémoire. Cette durée correspond à 256 bins de 25 ns avant le bin de trigger et 512 après. Les caractéristiques des triggers sont enregistrées dans une mémoire de la station locale, mais peuvent être modifiées de la station centrale. Le taux total de trigger de premier niveau est choisi à 100 Hz.

Ensuite, un algorithme est appliqué par le contrôleur pour sélectionner les triggers T1 correspondants aux conditions pour le trigger de niveau 2 (T2). Tous les triggers TOT passent automatiquement T2, tandis que les T1 seuil doivent remplir la condition d'une coïncidence de 3 PMT dont le signal dépasse 3,2 VEM. Le taux de T2 est proche de 20 Hz. Le taux de T2 est limité par les télécoms (transfert des données) mais 20 Hz reste suffisant pour avoir tous les événements physiques.

La figure 2.10 résume les deux types de triggers exposés précédemment pour le premier niveau.

Par la suite, la station locale envoie chaque seconde à la station centrale (CDAS) les temps des triggers T2. C'est le CDAS qui décide du dernier niveau de trigger (T3). Pour fabriquer un T3, les T2 sont ordonnés en temps, puis on recherche une coïncidence de 3

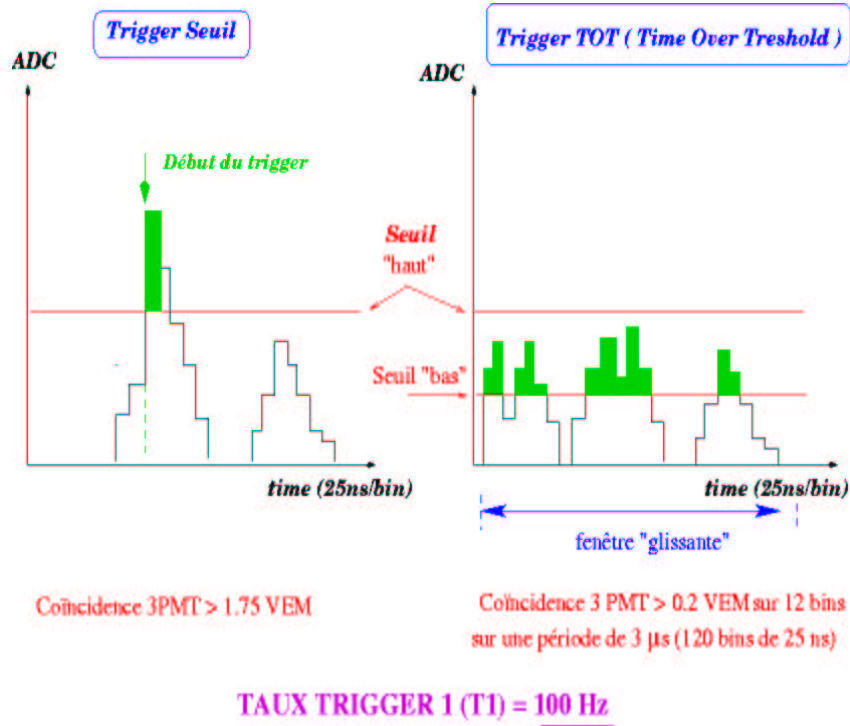


FIG. 2.10 – Triggers de niveau 1 de la station locale. À gauche, schéma du trigger seuil et à droite, schéma du trigger TOT.

cuves. On prend les T2 trois par trois, et l'on regarde si les cuves qui entourent le T2 central se trouvent à l'intérieur des deux premiers hexagones qui entourent le T2 central. Lorsque l'on a trouvé cette configuration, on regarde si de plus, les autres T2 vérifient la relation en temps :

$$t(T2) \leq (6 + 5 \times n) \mu s$$

où n correspond au numéro de la couronne autour du T2 central, et le facteur 5 au temps mis par la lumière pour parcourir une maille du réseau. Avec les T2 qui ont vérifié cette relation, on calcule un temps moyen de T2, et la station centrale envoie à ces stations un message en leur demandant d'envoyer leurs signaux correspondant au T2 de chacune.

Dans le cas du réseau prototype, la SC envoie un message à toutes les autres stations en leur demandant d'envoyer leurs données correspondant à un temps T2 moyen et dans une fenêtre de temps de $30 \mu s$. Dans le cas du réseau complet, cette dernière requête sera envoyée aux stations les plus proches (deux couronnes après la dernière couronne de T2).

2.2.6 Carte unifiée

Une fois les fonctionnalités des différentes cartes validées, la décision était prise de regrouper ces fonctions sur une seule carte : la carte unifiée. Au début du mois de juillet 2002, la première carte unifiée était fabriquée au laboratoire et fonctionnait. Pendant ce temps, la recherche d'entreprises pour la fabrication des cartes pour le réseau complet se terminait et nous recevions les offres faites par les entreprises. En mai 2003, 10 cartes étaient fabriquées dont 5 envoyées sur le site où elles ont fonctionné avec succès depuis. En août 2003, 108 nouvelles cartes unifiées sont arrivées sur le site de Malargüe.

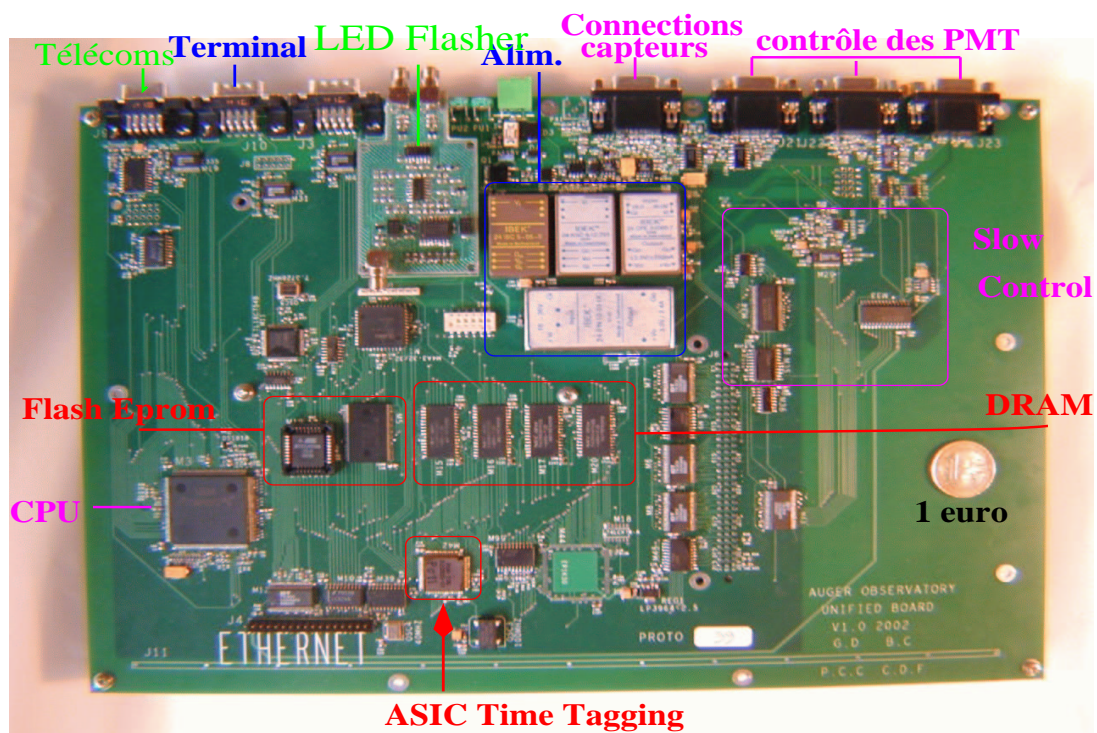


FIG. 2.11 – Photo de la carte unifiée. Face avant.

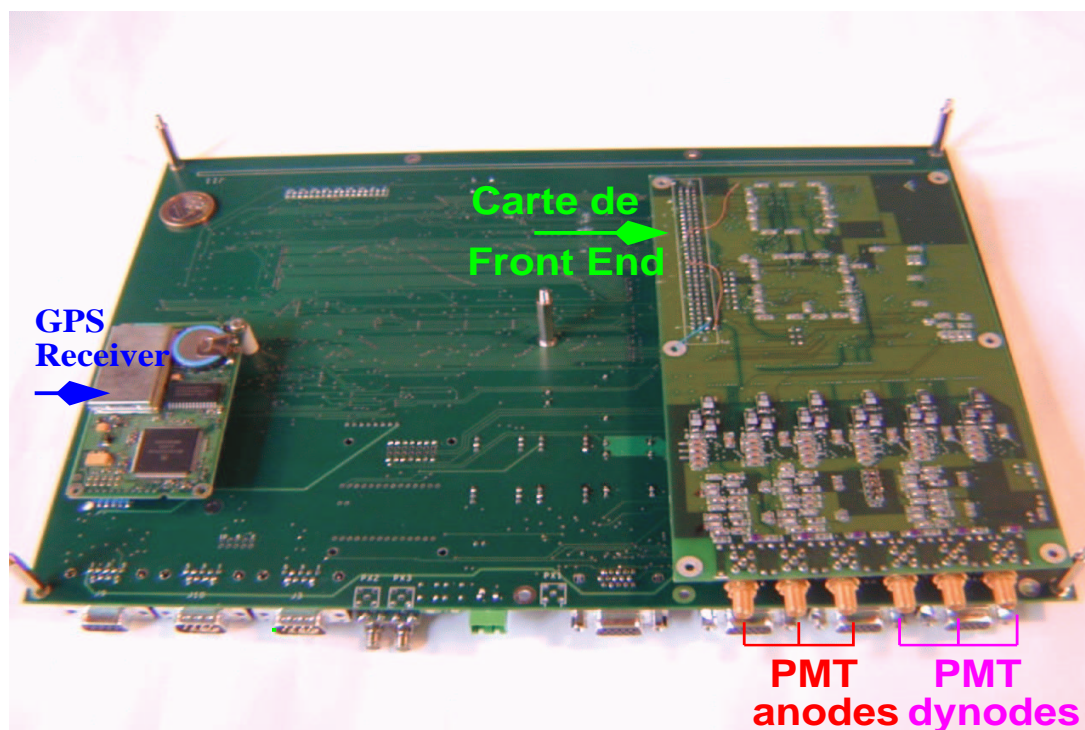


FIG. 2.12 – Photo de la carte unifiée. Face arrière.

Les photos 2.11 et 2.12 représentent les faces avant et arrière de la carte unifiée, qui va remplacer le *mille-feuilles* (FIG.2.8 p.45) du réseau prototype, pour les cuves du réseau complet. Une autre fonctionnalité a été rajouté : le *LED Flasher* (FIG.2.11). Cela permet de tester la linéarité des PMT.

La carte unifiée [54] est plus stable que l'empilement des cartes d'un point de vue de la connectique. De plus, elle permet une installation plus facile sur le site. L'expérience devant durer 20 ans, il est nécessaire que l'électronique soit fiable et de longue durée. De plus, le site étant grand, il est aussi nécessaire de ne pas se déplacer tous les jours pour aller réparer une cuve. Cela augmenterait le coût de la maintenance.

2.3 Performances

Lors de l'étude du projet, un grand nombre de simulations ont été effectuées afin de prédire les efficacités de détection, et les précisions attendues sur les reconstructions [55]. Le tableau 2.1 résume l'efficacité de détection en fonction de l'énergie. Nous souhaitons

TAB. 2.1 – *Efficacité de détection en fonction de l'énergie, et de l'angle zénithal de la gerbe incidente. L'efficacité est (quasiment) maximum et constante à partir de 10^{19} eV [55].*

Énergie	$< 60^\circ$	$> 60^\circ$
3×10^{18} eV	0,3	0,5
10^{19} eV	0,98	1
$> 3 \times 10^{19}$ eV	1	1

avoir une bonne précision sur l'énergie, bien sûr, mais aussi sur la direction d'arrivée afin d'étudier les éventuelles corrélations angulaires entre les événements, sur la position de l'impact au sol de la gerbe, dont la position est directement corrélée à la reconstruction de l'angle et de l'énergie du primaire. Nous voulons également distinguer la nature des primaires (proton, fer), et nous avons donc besoin de connaître précisément X_{\max} , le maximum de développement de la gerbe.

Le tableau 2.2 résume les performances attendues en mode hybride (SD+FD), et le tableau 2.3 donne les taux d'événements espérés. L'identification de la nature des rayons cosmiques

TAB. 2.2 – *Précisions sur la reconstruction des événements hybrides (erreurs à 1σ) [56].*

Énergie (eV)	$\Delta\theta$ ($^\circ$)	Δcoeur (m)	$\Delta E/E$ (%)	ΔX_{\max} (g/cm ²)
10^{18}	0,7	60	13	38
10^{19}	0,5	50	7	25
10^{20}	0,5	50	6	24

se fera statistiquement pour la discrimination entre proton et fer, et gerbe à gerbe pour

TAB. 2.3 – *Taux d'événements attendus avec une surface de 3 000 km² (1 site) et un angle zénithal $< 60^\circ$ pour une année de prise de données, avec pour le détecteur de surface des coïncidences à 5 cuves avec un signal supérieur à 4 V.E.M., et en mode hybride, une détection avec le détecteur de fluorescence et au moins deux cuves dont le signal est supérieur à 4 V.E.M. [55]*

Énergie (\geq eV)	détecteur de surface	mode hybride
10^{18}	15 000	4 700
10^{19}	5 150	515
10^{20}	103	10

des photons ou neutrinos primaires.

Chapitre 3

Grandes Gerbes Atmosphériques

Les particules primaires pénétrant dans l'atmosphère engendrent une cascade qui peut atteindre plusieurs milliards de particules au niveau d'observation.

Dans cette partie, nous nous intéressons à la description de l'interaction à très haute énergie, qui est importante dans le cas des rayons cosmiques lors des premières interactions, puisque ce sont celles-ci qui donneront naissance aux particules secondaires et donc au début de la cascade.

Dans une seconde partie, nous décrirons la théorie de la cascade électromagnétique et les divers processus physiques responsables du développement longitudinal et latéral de la gerbe atmosphérique. Cet exposé sera clôturé par la présentation de divers aspects de la simulation avec le programme CORSIKA.

3.1 Interaction hadronique à haute énergie

L'interaction à haute énergie est mal connue, et même inconnue aux énergies ultimes des rayons cosmiques. Beaucoup d'efforts ont porté sur la phénoménologie des interactions de particules à très haute énergie.

Le Modèle Standard, basé sur des théories quantiques des champs décrit remarquablement toutes les particules connues. L'ÉlectroDynamique Quantique (QED) décrit les interactions entre les leptons et la ChromoDynamique Quantique (QCD) celles entre les quarks. Ces théories fonctionnent bien dans les domaines où elles sont applicables, et les interactions dans un système complexe avec une énergie plus faible sont moins bien maîtrisées. De même aux énergies plus élevées que celles des collisionneurs d'autres phénomènes peuvent entrer en jeu, brisure des diquarks de valence, fusion des quarks de valence, transition de phase vers un plasma de quarks et gluons en raison des fortes densités d'énergies par Fermi cube.

Nous supposons dans cette première partie que la particule primaire est un proton, ou un noyau lourd.

3.1.1 Production multiple, modèle Multichain Dual des Partons (DPM)

Dans les interactions hadroniques à haute énergie, la plupart des événements sont caractérisés par la production d'un grand nombre de particules avec de faibles impulsions transverses par rapport à l'axe de la collision.

Les processus produisant beaucoup de particules dans l'état final sont intrinsèquement compliqués et de nombreuses variables sont impliquées.

Pour les processus mous, il n'y a pas de grand transfert d'impulsion et la constante de couplage est trop grande pour appliquer la théorie perturbative de QCD.

L'idée de départ a été de construire un modèle qui incorpore à la fois toutes les idées théoriques des études non perturbatives et les propriétés générales de la matrice S .

Ce modèle reprend la théorie de Gribov-Regge [57, 58], qui est une théorie effective des champs, permettant plusieurs interactions en parallèle. Elle utilise un objet appelé le Pomeron qui représente une interaction élémentaire, dont la nature n'est pas connue, et qui est simplement paramétrée. Cet objet a les nombres quantiques du vide, et peut être considéré comme une excitation du vide.

La section efficace peut être exprimée à travers les deux paramètres du Pomeron. Il importe de tenir compte des termes d'interférence afin d'assurer l'unitarité de la théorie.

Dans ce modèle, l'amplitude élastique T , correspondant à l'échange d'un seul Pomeron, s'écrit :

$$T(s,t) \sim i s^{\alpha_0 + \alpha' t} \quad (3.1)$$

où les deux paramètres sont déterminés à partir des résultats expérimentaux. Cette théorie a beaucoup été utilisée pour calculer un grand nombre d'observables pour les diffusions proton-proton, proton-noyau ou noyau-noyau.

L'autre modèle servant de base au modèle DPM est celui des partons. Cette approche des collisions hadroniques ou nucléaires consiste à représenter les partons du projectile et de la cible par les fonctions de distributions de l'impulsion, et à calculer les sections efficaces inclusives de production de jets de partons de masse carré transverse p_{\perp}^2 plus grand qu'un certain minimum Q_0^2 . Dans ce modèle, le proton est représenté par ses trois quarks de valence qui interagissent avec le nucléon de la cible.

Dans le modèle DPM, au début de l'interaction les nucléons sont séparés en quarks et diquarks. Des cordes colorées sont formées entre la cible et le projectile ; elles sont appelées "chaînes" [59].

Les figures 3.1 et 3.2 représentent la collision proton-proton et celle proton-noyau. La

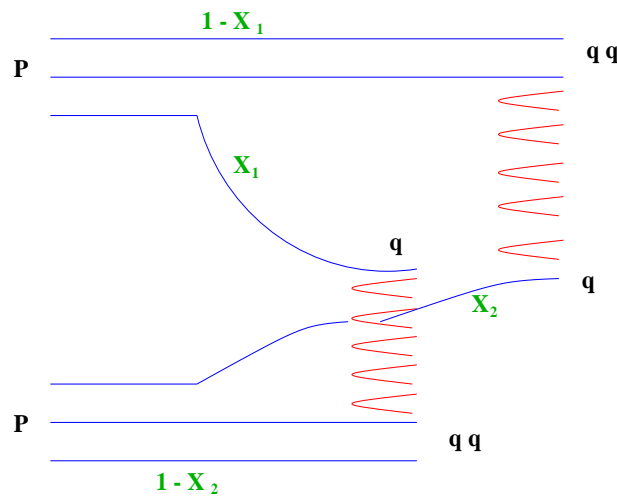


FIG. 3.1 – Collision proton-proton dans le modèle Multichain Dual des Partons. Seules les deux chaînes principales sont représentées sur le schéma.

situation représentée par la figure 3.1 est celle de l'échange d'un unique Pomeron coupé, produisant deux chaînes qui sont étirées entre le diquark d'un proton et le quark de l'autre proton, et inversement, formant ainsi 2 singlets de couleur. De manière générale, lors de

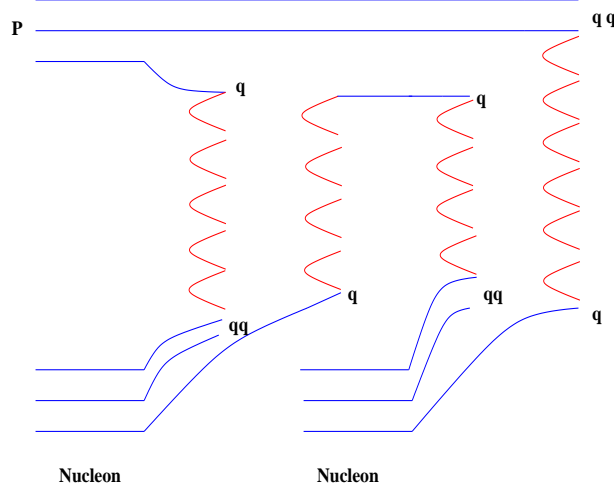


FIG. 3.2 – Collision proton-noyau dans le modèle Multichain Dual des Partons (entre deux nucléons)

l'échange de k Pomerons, $2k$ chaînes sont formées. Les terminaisons des chaînes correspondent aux constituants des hadrons initiaux. Des diagrammes de plus en plus compliqués apparaissent avec une énergie croissante. Ceci est dû au fait que les masses des chaînes étirées entre les quarks de la mer et les hadrons entrant en collision croissent rapidement avec l'énergie ainsi que leur nombre moyen.

Pour chaque diagramme, les fractions d'impulsion emportées par les constituants au bout d'une chaîne sont déterminées par les fonctions de distribution de l'impulsion et la production de particules dans toutes les chaînes est donnée par les fonctions de fragmentation. Finalement, on peut utiliser les fonctions de structure de partons des hadrons, et traiter chaque diagramme comme un processus en deux temps : séparation de la couleur dans la collision et la fragmentation des objets colorés, lesquels résultent de la production de chaînes hadroniques.

Le modèle procède ainsi de la convolution des fonctions de distribution de l'impulsion et des fonctions de fragmentation, pour définir le spectre hadronique des diverses chaînes.

Dans la suite, nous présentons des modèles utilisés pour la simulation hadronique pour les rayons cosmiques d'énergie extrême.

3.1.2 Revue des modèles

QGSJet (Quark Gluon String Jet) [60]

Ce modèle est sans doute le plus utilisé dans le domaine des rayons cosmiques à l'heure actuelle. C'est une extension au modèle QGS [61, 62] qui décrit les interactions hadroniques sur la base de Pomerons supercritiques. Les Pomerons sont coupés selon la règle de Abramovski-Gribov-Kancheli (AGK) et forment deux cordes. Celles-ci sont fragmentées par un processus similaire à l'algorithme de Lund [63, 64], mais avec un traitement de l'extrémité de la corde différent.

Dans ce dernier modèle, l'implémentation de minijets a été incluse afin de décrire les processus durs, qui sont importants aux plus hautes énergies.

Dans le cas de collisions noyau-noyau, le nombre de nucléons participants est déterminé géométriquement par les calculs de Glauber [65], en supposant une distribution gaussienne de la densité nucléaire pour les noyaux légers ($A \leq 10$) et une distribution de Woods-Saxon pour les noyaux plus lourds.

La collision est traitée par les processus d'abrasion-évaporation [66] des parties spectrales des noyaux impliqués. Dans les collisions périphériques, des réactions de spallation se produisent tandis que dans les collisions centrales une fragmentation complète ou partielle, suivant le paramètre d'impact, a lieu. C'est le bon accord avec les propriétés des RCUHE (T_{\max} par exemple) qui fait préférer l'utilisation de QGSJet dans la simulation.

Sibyll [67, 68]

Ce modèle donne une place particulière à la section efficace de production de minijets. Dans les collisions hadroniques molles, le projectile et la cible se fragmentent en un système quark-diquark comme dans le modèle DPM (quark-antiquark dans le cas de mésons) qui forment un triplet et un anti-triplet de couleur. Les composantes de couleur opposée des deux hadrons sont alors combinées pour former deux cordes colorées qui sont fragmentées par une version quelque peu modifiée de l'algorithme de Lund [63, 64]. En plus des cordes, dans les processus durs, des minijets avec de grandes impulsions transverses sont considérés. L'augmentation de la section efficace totale inélastique avec l'énergie est attribuée à une augmentation du nombre de minijets, tandis que la contribution de la composante molle est supposée indépendante de l'énergie.

Les événements diffractifs sont modélisés indépendamment des collisions molles ou dures.

Dans les collisions hadron-noyau, le nombre n de nucléons cibles interagissant détermine le nombre de cordes molles. Chaque nucléon cible est scindé en 2 composants, tandis que le projectile l'est en $2n$. Deux des quarks de valence portent les nombres quantiques du projectile incident et il y a $n - 1$ paires quark-anti-quark. De même que QGSJet, des cordes joignent les partons de couleur opposée, intrinsèquement au projectile et à la cible.

Les interactions noyau-noyau sont traitées avec un modèle de semi-superposition. Le nombre de nucléons du projectile interagissant est défini par la théorie de Glauber [65] tandis que les nucléons spectateurs du projectile se fragmentent en noyaux légers et mi-lourds selon un modèle thermique avec des processus variés de fragmentations [68].

Nexus

Le modèle "Parton-based Gribov-Regge", dans sa forme numérique NEXUS 3 [69] est caractérisé par la consistance entre le traitement de la production multiple et le calcul des sections efficaces. En effet, les autres modèles présentés les traitent de manière séparée alors qu'ils sont liés. La conservation de l'énergie est considérée dans la production multiple dans tous les modèles mais elle ne l'est pas dans le calcul des sections efficaces. Cela oblige à faire des hypothèses sur le nombre de collisions dans une collision nucléaire, ou sur la façon de partager l'énergie lors de la production de particules. Finalement, ces modèles s'appuient sur des hypothèses qui ne peuvent être vérifiées qu'en comparant les résultats aux données expérimentales. L'étude des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie nécessite l'extrapolation de ce type de modèle, et donc l'étude en sera dépendante.

Dans le modèle NEXUS, chaque processus élémentaire est considéré comme universel, c'est-à-dire qu'il peut être utilisé dans d'autres systèmes plus complexes. Le modèle NEXUS fait l'économie d'un couplage artificiel entre la théorie de Gribov-Regge utilisée pour nucléon-nucléon et la théorie de Glauber utilisée pour nucléon-noyau et noyau-noyau. Il est plus cohérent.

HDPM : Hybride Dual Multichain Parton

C'est un modèle phénoménologique alternatif des interactions entre hadrons et noyaux aux hautes énergies.

C'est le premier générateur du programme de simulation de gerbes atmosphériques CORSIKA. Il a été développé par Capdevielle [70] et inspiré du modèle DPM. Il a été mis au point pour insérer les acquis de la physique des collisionneurs dans la propagation des particules dans l'atmosphère.

C'est ce générateur que nous avons utilisé dans le cadre de notre étude de la production multiple, et dont nous décrirons les aspects dans la section suivante.

3.1.3 Générateur Monte Carlo

Pour les grandes gerbes de l'air, l'interaction hadronique est essentielle, puisqu'elle donne naissance à la cascade électromagnétique ainsi qu'à la composante pénétrante après combinaison avec l'interaction faible. Il importe donc, de disposer pour la simulation des cascades hadroniques d'un générateur reproduisant fidèlement et de manière continue la production multiple du GeV à quelques milliards de GeV (dans le laboratoire), avec un minimum de rejets pour tirer en un temps le plus court possible toutes les variétés hadroniques.

Nous allons maintenant décrire un générateur de collisions hadroniques basé sur le modèle DPM [59]. En général, il est composé d'un mélange d'idées physiques et d'ajustements sur des données expérimentales. Les idées les plus importantes sont la conservation de l'énergie-impulsion, le clustering, les baryons leaders, et un espace de phase limité pour l'impulsion transverse.

Les réactions étudiées sont les collisions inélastiques proton-proton, ou proton-noyau. Il en existe différents types :

- 1) les Non Diffractives (ND), de loin les plus fréquentes ;
- 2) les Diffractives Simples (SD) ;
- 3) les Doubles Diffractives (DD).

Les figures 3.3 et 3.4 illustrent les deux cas qui nous intéressent (1 et 3).

Collision Inélastique Non Diffractive (ND)

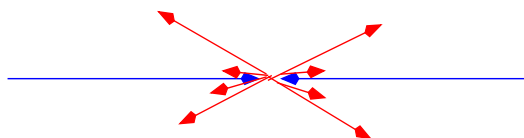


FIG. 3.3 – Collision inélastique.

Dans les événements ND, les particules sont produites dans une région centrale, plate en rapidité et dans deux régions de fragmentations, desquelles émergent les particules leaders.

Collision Inélastique Double Diffractive (DD)

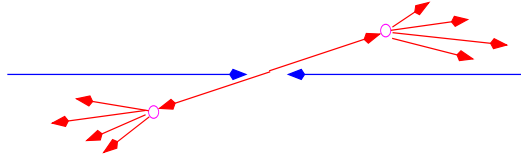


FIG. 3.4 – Collision inélastique.

Les événements diffractifs peuvent être SD ou DD. Dans les cas SD, une seule des deux particules entrant en collision est encore intacte après la collision, et l'autre particule a été excitée en un système de masse plus grande (avec les mêmes nombres quantiques sauf le spin), lequel se désintègre par la suite.

Dans le cas DD, ce sont les deux particules entrant en collision qui sont excitées en deux systèmes de masses diffractives, et qui sont supposées se désintégrer indépendamment. Expérimentalement, il est difficile de distinguer les deux derniers cas (SD et DD) et ils sont regroupés sous le nom NSD (Non Diffractive Simple).

Le générateur doit nous permettre de simuler les événements vus lors d'une expérience, et de décrire les observables mesurées. Dans le cas de la production multiple, l'énergie disponible \sqrt{s} dans le centre de masse est un paramètre essentiel. Dans le cas de collisions sur cible fixe :

$$s = 2E_1 m_2 + m_1^2 + m_2^2$$

Dans le cas général :

$$s = (E_1 + E_2)^2.$$

Une autre quantité intéressante est la *rapidité*, définie par la relation suivante :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_l}{E - p_l}$$

où p_l est l'impulsion longitudinale.

Cependant, expérimentalement, nous ne pouvons pas toujours déterminer la nature des particules détectées, ce qui nous amène à considérer une autre observable similaire, la *pseudo-rapidité* :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_l}{p - p_l} = -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

où θ est l'angle entre l'axe de collision et le détecteur.

Un événement peut être construit à partir de deux leaders et d'un nombre varié de "clusters". Chaque "cluster" a une impulsion transverse et une rapidité (et une pseudo-rapidité), comme dans le cas du modèle phénoménologique d'UA5. On peut aussi le construire à partir des hadrons créés dans la fragmentation de chaque chaîne.

La simulation des particules secondaires est basée sur les propriétés des particules chargées, pour lesquelles les détecteurs donnent le plus d'informations.

La *multiplicité* des particules chargées est tirée suivant la loi binômiale négative (NBD), autour d'une valeur moyenne $\langle n_{\text{ch}} \rangle$ (qui est une fonction de l'énergie dans le centre de masse) :

$$P(n_{\text{ch}}, \langle n_{\text{ch}} \rangle, k) = \frac{(n_{\text{ch}} + k - 1)! (\frac{\langle n_{\text{ch}} \rangle}{k})^{n_{\text{ch}}}}{n_{\text{ch}}! (k - 1)! (1 + \frac{\langle n_{\text{ch}} \rangle}{k})^{n_{\text{ch}} + k}} \quad (3.2)$$

et la multiplicité moyenne des particules chargées [71] est calculée ainsi :

$$\langle n_{\text{ch}} \rangle = -6,55 + 6,89 s^{0,131}, \text{ pour } \sqrt{s} > 200 \text{ GeV}. \quad (3.3)$$

Cette distribution rend compte de la violation de l'invariance d'échelle dite de KNO (Koba-

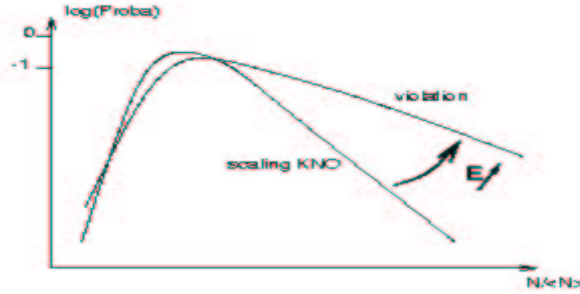


FIG. 3.5 – Violation du scaling KNO.

Nielsen-Olesen, scaling KNO) (FIG.3.5), à travers la quantité k (qui peut être paramétrée en fonction de $\ln s$). Il est généralement introduit la variable (de KNO, sans dimension)

$$z = \frac{n_{\text{ch}}}{\langle n_{\text{ch}} \rangle}.$$

Et les quantités $\langle n_{\text{ch}} \rangle$ et k sont déterminées par des ajustements sur les données expérimentales.

Pour simuler les particules neutres, nous générons les photons en tenant compte des corrélations entre n_{γ} et n_{ch} . De même que pour les particules chargées, $\langle n_{\gamma} \rangle$ peut se paramétrer en fonction de $\ln s$ ou s^{α} . Avec ces informations, nous pouvons déterminer les valeurs moyennes des autres particules (Kaons, Pions, résonnances...). Leur multiplicité est aussi tirée selon NBD autour des valeurs moyennes.

Ensuite, il faut générer les rapidités et les impulsions transverses des particules créées. En première approximation, la fonction génératrice des hadrons secondaires s'écrit comme la somme des contributions des deux chaînes principales du modèle DPM, dans le centre de masse [70, 72] :

$$\frac{dN}{dy} = A \left\{ \exp - \frac{(y - s_1)^2}{2\sigma_1^2} + \exp - \frac{(y + s_1)^2}{2\sigma_1^2} \right\} \quad (3.4)$$

avec :

$$s_1 = 0,146 \ln E_0 + 0,164 \quad (3.5)$$

$$\sigma_1 = 0,12 \ln E_0 + 0,255 \quad (3.6)$$

L'ajustement des rapidités se fait à l'aide des réactions inclusives (toutes multiplicités confondues) sur les distributions de pseudo-rapacité mesurées aux différentes énergies des collisionneurs. Il est complété par une adaptation aux réactions semi-inclusives (multiplicités fixées) comme suit. Il a été remarqué que le rapport de la densité centrale de pseudo-rapacité semi-inclusive sur la densité centrale de pseudo-rapacité était une fonction universelle de la variable de KNO, z :

$$r = \frac{\rho_n(0)}{\rho(0)} = (az + b)^2 \quad (3.7)$$

où $\rho(0)$ est la densité de pseudo-rapacité pour $y=0$ en moyenne, et $\rho_n(0)$ est la densité pour $y=0$ et pour une multiplicité n donnée.

Cette circonstance nous permet d'obtenir des renseignements sur les distributions de rapidité semi-inclusives, produites lors des gerbes atmosphériques. De plus, la densité centrale de rapidité qui est aussi proportionnelle à celle de pseudo-rapacité, est normalisée à la multiplicité :

$$\int \frac{dN}{dy} dy = z \cdot n_{\text{ch}}$$

En introduisant la relation 3.4 dans cette relation pour E fixée, on obtient une relation entre s_1 et σ_1 pour les semi-inclusives après intégration. Il est ainsi possible par Monte Carlo de reproduire les propriétés des semi-inclusives et donc les interactions individuelles à l'origine des gerbes. En ce qui concerne l'impulsion transverse des particules secondaires, une forme empirique inspirée de la Chromo-Dynamique Quantique (QCD) par [73] :

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} = \frac{dN}{dy dp_t^2} = A \frac{p_0^n}{(p_0 + p_t)^n} \quad (3.8)$$

et où l'exposant n dépend de la densité centrale de rapidité (n et p_0 dépendent de l'énergie).

Les couples (y, p_t) sont tirés pour chacune des particules secondaires de manière aléatoire, et non pas en fonction des contraintes cinématiques. Par conséquent, il est probable que les lois de conservation (énergie, impulsion) ne soient pas respectées. On repasse aux quantités énergie et impulsion longitudinale par les formules suivantes :

$$E = m_t \cosh y$$

$$p_l = m_t \sinh y$$

avec $m_t = \sqrt{p_t^2 + m^2}$, m_t est la masse transverse.

Quand il n'y a pas conservation de l'énergie-impulsion, l'événement est rejeté et l'on tire à nouveau les couples (y, p_t) ; quand les règles sont respectées, l'événement est accepté.

Les distributions de pseudo rapidités obtenues sont utilisées pour l'ajustement des paramètres du modèle ($s_1, \sigma_1 \dots$) sur les résultats des collisionneurs.

Dans le cas d'événements diffractifs, on tire une masse diffractive M , et un quadri-vecteur énergie-impulsion d'impulsion de transfert $-t$. La masse diffractive se désintègre de manière isotrope dans le centre de masse. Cette dernière hypothèse est approximative, et il est plus précis de reproduire un système à deux chaînes autour du centre de masse du système diffractif. Seule différence, on remplace s par M .

3.1.4 Extrapolation aux énergies ultimes

Nous avons vu comment on génère les particules secondaires lors de l'interaction hadronique afin d'avoir une simulation Monte Carlo qui reproduise les données des collisionneurs. Il apparaît clairement que les modèles sont constamment soumis aux données expérimentales des collisionneurs afin d'améliorer leurs prédictions. Mais il est bien nécessai-

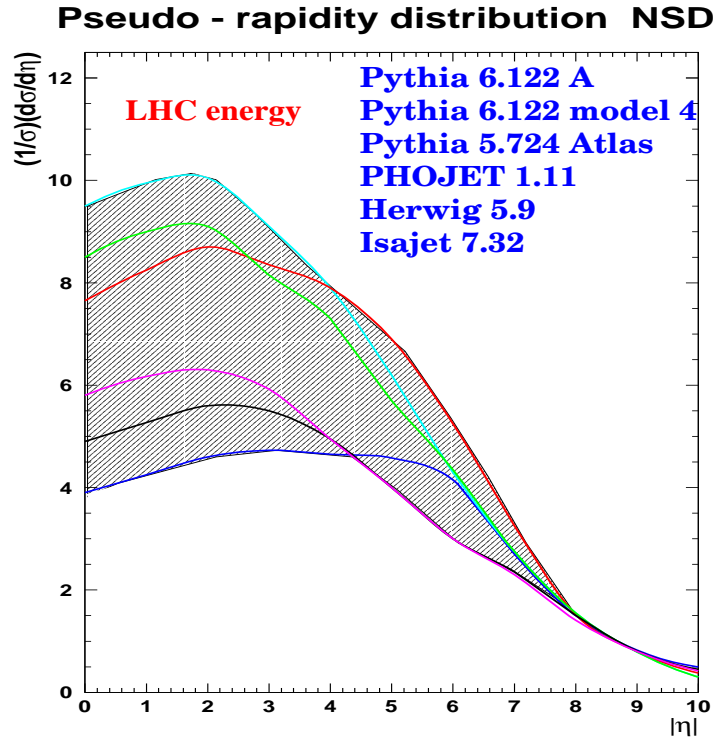


FIG. 3.6 – Distribution de pseudo-rapacité pour 6 modèles utilisés pour la simulation au LHC à $\sqrt{s} = 14$ TeV.

re d'extrapoler les modèles à des énergies plus élevées afin de simuler ce que nous devrions observer au LHC par exemple, ou à plus haute énergie encore, lors des collisions des rayons cosmiques dans l'atmosphère et des cascades qui en résultent. La difficulté actuelle d'extrapoler aux plus hautes énergies est bien illustrée dans les figures 3.6 et 3.7.

Nous avons repris différents modèles utilisés en physique des particules pour la simulation du LHC, et nous avons comparé les distributions en pseudo-rapacité pour l'énergie de 14 TeV dans le centre de masse.

Les modèles utilisés FIG.3.6 sont de haut en bas PYTHIA 6.122 A, PYTHIA 6.122 modèle 4, PYTHIA 5.724 ATLAS, PHOJET 1.12, HERWIG 5.6 et ISAJET 5.32. Il est intéressant de souligner le grand intervalle des distributions attendues. Les densités centrales de pseudo rapidité vont de 3,9 pour ISAJET jusqu'à 9,5 pour PYTHIA 6.122 A. Nous remarquons un plateau plus ou moins étendu de cette densité centrale de pseudo-rapacité. De même, les multiplicités moyennes vont de 70 à 125 selon les modèles.

Nous avons aussi simulé avec HDPM des collisions proton-proton à cette énergie et à 10^{19} eV (140 TeV dans le CM) et nous avons aussi remarqué des amplitudes d'incertitude sur ces quantités selon les différentes fonctions de distributions de partons (PDF) que nous

utilisons (FIG.3.7 histogrammes 2 et 3). Sur cette même figure, nous avons représenté les points expérimentaux acquis au CERN pour $\sqrt{s}=630$ GeV et au Fermilab à $\sqrt{s}=1800$ GeV. Les histogrammes représentent le modèle HDPM et les lignes continues le modèle QGSJet. Il est bien visible sur les points du Fermilab de comprendre pourquoi l'extrapolation à de plus hautes énergies est difficile; nous n'avons pas de points au-delà d'une pseudo-rapacité $|\eta|=3$, et donc nous n'avons pas de contraintes pour les modèles dans la région de fragmentation. Nous reviendrons ultérieurement sur les conséquences cette incertitude

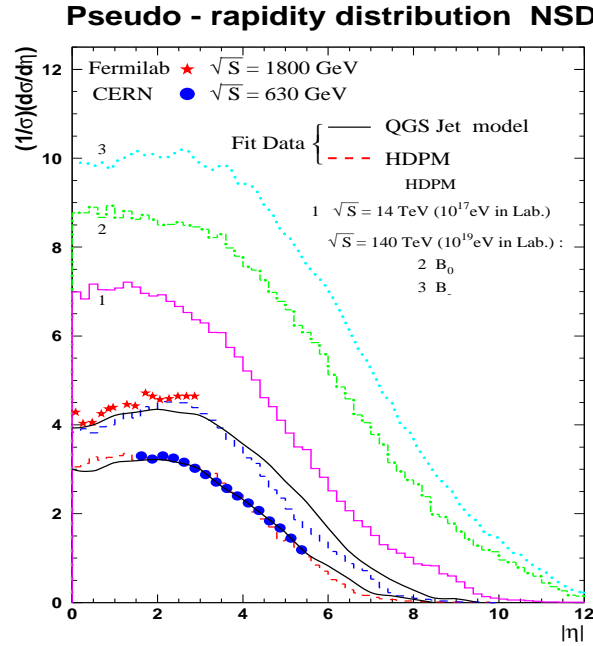


FIG. 3.7 – Distribution de pseudo-rapacité aux énergies du collisionneur et extrapolation à 10^8 GeV et 10^{10} GeV avec le modèle HDPM avec deux fonctions de distributions de partons différentes (B_0 et B_-).

dans la partie concernant la simulation des gerbes avec CORSIKA.

3.1.5 Cascade hadronique

Cette partie concerne la cascade hadronique et l'alimentation de la composante pénétrante. Après la première collision, des particules secondaires sont créées, dont une majorité de hadrons, qui vont à leur tour subir des collisions et produire de nouvelles particules. C'est ainsi que la cascade hadronique se développe. Les produits des collisions nucléon-noyau ou noyau-noyau sont des nucléons et des mésons avec une composante dominante de pions. Le Monte Carlo reproduit tous les processus d'interactions et de désintégrations de ces secondaires.

Nous allons décrire brièvement le développement de cette cascade pour les diverses particules mises en jeu.

Nucléons et noyaux

Pour les énergies au-dessus de 100 GeV, les sections efficaces varient modérément avec l'énergie; les pertes d'énergie par ionisation sont faibles comparées aux énergies cinétiques

des hadrons et sont donc négligées. Le libre parcours moyen des nucléons ou des noyaux est déterminé par leur section efficace inélastique nucléon-air.

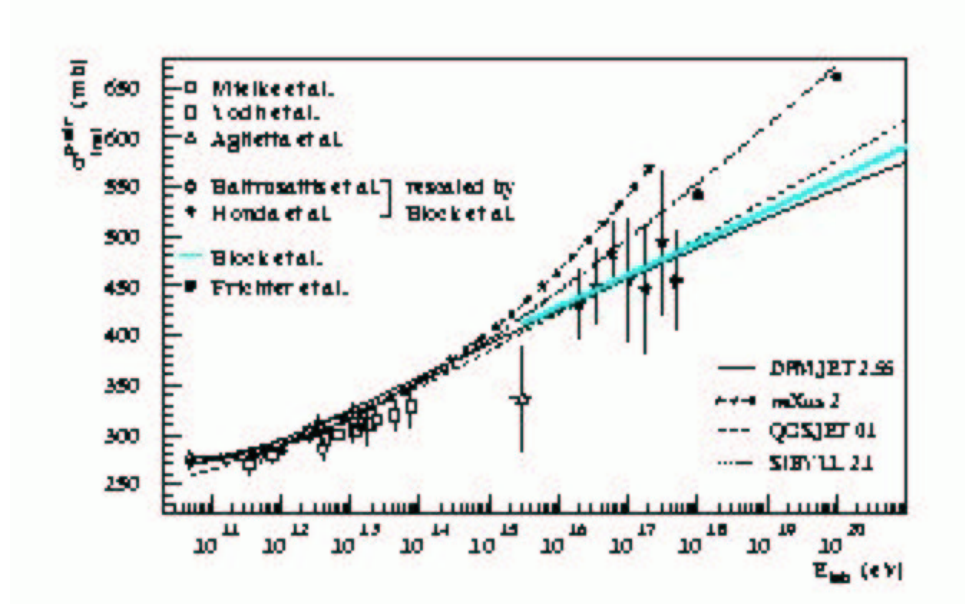


FIG. 3.8 – Section efficace inélastique proton-air des différents modèles utilisés dans CORSIKA en fonction de l'impulsion du projectile dans le laboratoire. Les points expérimentaux viennent de [74, 75, 76, 77, 78].

Nucléon-Nucléon

À haute énergie, quel que soit le modèle, la section efficace $\sigma_{n\text{-air}}$ est calculée ainsi :

$$\sigma_{n\text{-air}} = \sum_{i=1}^3 n_i \sigma_{n\text{-}N_i}$$

où n_i est la fraction atomique du composant i .

La longueur d'interaction moyenne est calculée à partir de la section efficace nucléon-air (FIG.3.8) :

$$\lambda_{\text{int}} = \frac{m_{\text{air}}}{\sigma_{n\text{-air}}}$$

avec $m_{\text{air}} = 14,54 \text{ g.mol}^{-1}$, et λ_{int} en g.cm^{-2} .

Et la probabilité pour que le projectile traverse une épaisseur λ d'atmosphère sans interagir s'exprime par :

$$P_{\text{int}}(\lambda) = \frac{1}{\lambda_{\text{int}}} e^{-\frac{\lambda}{\lambda_{\text{int}}}}$$

Cette longueur est tirée de manière aléatoire par la méthode de l'intégrale inverse :

$$\int_0^\lambda e^{-\frac{x}{\lambda_{\text{int}}}} dx = \eta \int_0^\infty e^{-\left(\frac{x}{\lambda_{\text{int}}}\right)} dx$$

Ce qui nous donne pour λ :

$$\lambda = -\lambda_{\text{int}} \ln(\eta)$$

(η étant un nombre aléatoire tiré uniformément entre 0 et 1).

C'est donc la distance moyenne que parcourt un noyau ou un nucléon avant de subir une interaction et après chaque interaction cette procédure est répétée.

À plus basse énergie, en dessous de 80 GeV, les sections efficaces d'interaction sont interpolées des tables données par le modèle GHEISHA [79], ou d'autres tels que UrQmd et Fluka.

Noyau-Noyau

Dans l'intervalle d'énergie qui nous interesse, nous n'avons pas de données expérimentales des sections efficaces inélastiques ou du nombre de nucléons cible et projectile participant à la collision. Elles sont calculées à partir des sections efficaces nucléon-nucléon suivant la théorie de Glauber [65].

L'interaction noyau-noyau intervient au début de la cascade et concerne le noyau primaire et ses fragments (abrasion-évaporation). L'approche la plus cohérente est sans doute celle du modèle Nexus.

Les sections efficaces inélastiques pour les collisions de noyaux (de nombre de masse de 1 à 56) avec ^{14}N , ^{16}O et ^{40}Ar sont calculées pour trois valeurs différentes de section efficace de collision nucléon-nucléon à 30, 45 et 60 mb qui correspondent aux énergies 120 GeV, 66,5 TeV et 5,87 PeV dans le laboratoire. Pour les autres noyaux, elles sont interpolées. Seul le modèle Sibyll a sa propre table de section efficace noyau-noyau avec une procédure d'interpolation, les autres modèles utilisent la méthode décrite précédemment.

Le libre parcours moyen λ_{int} est calculé de la même manière que dans le cas des nucléons en remplaçant la section efficace nucléon-air par noyau-air.

Le nombre de participants à l'interaction (cible et projectile) dépend du modèle choisi.

Hadrons et composante pénétrante

Dans le cas des particules instables, comme les pions et les kaons, il y a compétition entre les processus d'interaction et de désintégration.

Si l'on définit par D_d la distance à parcourir pour se désintégrer et D_i la distance pour interagir :

$$D_d = -\frac{E_s}{m_s} \tau_s c \rho_0 \ln(\eta_1)$$

$$D_i = -\lambda_s \frac{\sigma_0}{\sigma} \ln(\eta_2)$$

où E_s , m_s sont l'énergie et la masse du secondaire considéré, ρ_0 est la densité locale de l'air ; λ_s est le libre parcours moyen de collision nucléon-air ou méson-air et τ_s est le temps de vie ; η_1 et η_2 sont deux nombres aléatoires tirés uniformément entre 0 et 1.

On compare les deux expressions précédentes afin de voir lequel des deux processus l'emporte. Si $D_d > D_i$ il y a interaction et dans ce cas, la particule interagit au point λ_i ; dans le cas contraire, elle se désintégrera au point λ_d .

La cascade hadronique se développe longitudinalement et latéralement, et atteint son développement maximum lorsque la désintégration des pions chargés (car ils sont les plus nombreux parmi les hadrons) devient prépondérante sur les interactions. Ils alimentent alors la composante muonique de la gerbe sur laquelle nous reviendrons. Quant aux π^0 , en-dessous de 10^{14} eV, leur durée de vie est trop courte pour une propagation ($\tau_{\pi^0} = 0,83 \times 10^{-16}$ s), ils se désintègrent immédiatement pour donner deux photons dans 98,8% des cas et alimenter la cascade électromagnétique. La désintégration est aussi immédiate pour les mésons η , ρ , K^* et les résonnances Δ .

Après avoir décrit les interactions à haute énergie et le développement de la cascade hadronique, nous avons pu voir qu'une partie générerait une composante muonique et une autre électromagnétique. C'est de cette dernière dont nous allons parler maintenant.

3.2 Théorie de la cascade électromagnétique

Tout photon ou électron de haute énergie entrant dans l'atmosphère engendre une cascade électromagnétique. Les photons primaires peuvent provenir de la désintégration de mésons π^0 , K^0 ou η créés dans la cascade hadronique, ou être de vrais primaires venant de l'espace, de même que les électrons.

La théorie de l'interaction électromagnétique décrit les pertes d'énergie par collision et rayonnement des particules chargées traversant la matière.

Les collisions produisent l'excitation des atomes ou bien l'ionisation. Cette perte d'énergie est dissipée dans le milieu. L'énergie perdue par rayonnement est distribuée de manière relativement uniforme aux photons secondaires.

L'évolution de la cascade est modulée par les sections efficaces dérivées de l'électrodynamique quantique.

Le début de la cascade (aux plus hautes énergies) est réglé par le Bremsstrahlung pour l'électron et la création de paires pour les photons.

Aux énergies plus faibles, dans le cas des électrons ainsi que des particules chargées plus lourdes, les pertes par collision dominent celles par rayonnement ; cette énergie est dissipée dans le milieu. Les photons subissent les processus de création de paires et de collision Compton. Ainsi à chaque nouvelle étape, l'accroissement du nombre d'électrons et de photons continue tandis que l'énergie individuelle se dégrade jusqu'à ce que les électrons atteignent une énergie seuil où les pertes par radiation ne peuvent plus compenser celles par collisions. Aux énergies plus faibles, la section efficace d'annihilation pour les positrons est importante et la cascade devient chargée négativement.

3.2.1 Problème général de la cascade

Dans de nombreux problèmes de physique il est question de l'interaction des particules chargées avec la matière. Supposons un électron ou un photon d'énergie E_0 incident au-dessus d'une bande de matière et considérons le plan perpendiculaire à la direction de propagation de la particule primaire. À une profondeur t du point d'incidence, quelle est la probabilité d'avoir M_π électrons et M_γ photons qui passent à travers le plan et que chacune de ces particules ait une énergie dans un intervalle dE_l , des coordonnées spatiales $d\sigma_m$, et des coordonnées angulaires $d\omega_n$?

Ce problème est assez complexe ; cependant une première simplification peut être faite : la séparation du développement longitudinal et de l'extension latérale.

À grande énergie, les angles d'émission des électrons secondaires sont très petits ; dans les milieux peu denses, la diffusion des électrons est aussi petite. Ainsi la cascade se développe essentiellement dans la direction d'incidence de la particule primaire, ce qui permet de traiter le développement longitudinal et l'extension latérale comme deux problèmes indépendants.

Le premier détermine la dépendance des fonctions décrivant la cascade en terme d'épaisseur de matière traversée en négligeant l'augmentation du chemin parcouru dû à l'extension angulaire des particules. L'étude de l'extension latérale autour de l'axe et la distribution

angulaire des particules de la cascade sera menée en utilisant l'information obtenue du premier problème.

Une autre simplification est l'étude du comportement moyen des cascades. En effet, il est plus simple de calculer le nombre moyen d'électrons (ou de photons) à une profondeur t et d'énergie supérieure à E_1 , que de calculer la probabilité que le nombre de ces particules ait une valeur déterminée.

Bien que le comportement moyen ait souvent suffi pour résoudre les problèmes où interviennent les cascades, cette deuxième simplification soulève un problème important qui lui est relié : ce sont les fluctuations des fonctions décrivant la cascade de manière individuelle.

Les notations utilisées par la suite sont celles de Rossi [80] et Nishimura [81].

3.2.2 Approximations

Lors du passage des particules (chargées ou photons) à travers la matière, celles-ci sont soumises à différents processus électromagnétiques (FIG.3.9).

Pour une particule chargée :

- la *perte par collision*. La particule chargée collisionne un atome du milieu et transfère une partie de son énergie à un électron atomique ;
- la *diffusion par le champ coulombien* des noyaux atomiques du milieu traversé ;
- la *perte par rayonnement de freinage* ou *Bremsstrahlung*. Les particules de grande énergie peuvent émettre des photons lors du passage dans le champ coulombien du noyau lorsqu'elles sont accélérées.

De même, pour des photons traversant la matière, les processus suivants sont considérés :

- l'*effet Compton*. Un photon collisionne un électron atomique et est diffusé transférant une partie de son énergie à l'électron ;
- la *création de paires*. Un photon peut créer une paire électron-positron. Cela ne peut se produire qu'en présence du champ électrique des noyaux de la matière traversée (pour la conservation des impulsions).

Parmi les processus cités, les plus importants pour le développement de la cascade électromagnétique sont le rayonnement de freinage et la création de paires dans le champ électrique des noyaux. D'autres processus (non électromagnétiques) existent à plus haute et à plus basse énergie.

Avant d'aller plus loin, il est nécessaire d'introduire quelques définitions découlant de la théorie du Bremsstrahlung. La première est celle de la longueur de radiation.

Elle caractérise la quantité de matière traversée ; elle s'exprime en g.cm^{-2} . C'est la distance moyenne au bout de laquelle l'énergie de l'électron est divisée par e , et correspond à $\frac{7}{9}$ du libre parcours moyen du photon pour la création de paires. Elle vaut $37,1 \text{ g.cm}^{-2}$ dans l'air. Son expression est :

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha r_e^2 \frac{N_A}{A} Z(Z+1) \ln(183Z^{-\frac{1}{3}})$$

Un ajustement donne :

$$X_0 = \frac{716.4 A}{Z(Z+1) \ln(\frac{287}{\sqrt{Z}})}$$

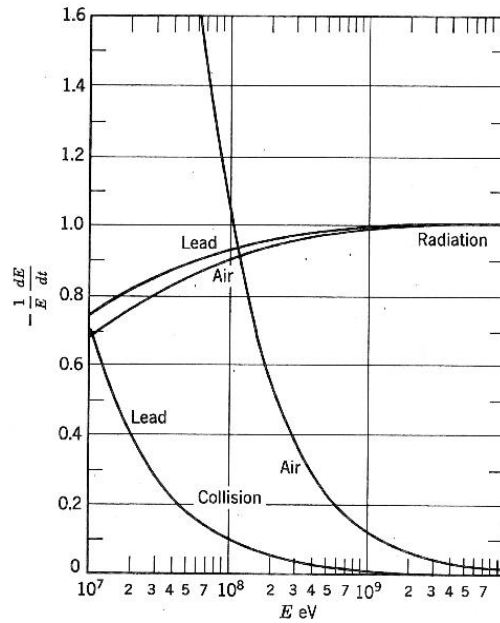


FIG. 3.9 – Contributions relatives des pertes par collision et par rayonnement par longueur de radiation en fonction de l'énergie, dans l'air et dans le plomb.

Milieu	Z	A	X_0 (g/cm ²)	X_0 (cm)	E_c (MeV)
hydrogène	1	1	63	700 000	350
hélium	2	4	94	530 000	250
lithium	3	7	83	156	180
carbone	6	12	43	18,8	90
azote	7	14	38	30 500	85
oxygène	8	16	34	24 000	75
aluminium	13	27	24	8,9	40
silicium	14	28	22	9,4	39
fer	26	56	13,9	1,76	20,7
cuivre	29	63	12,9	1,43	18,8
argent	47	110	9,3	0,89	11,9
tungstène	74	184	6,8	0,35	8
plomb	82	207	6,4	0,56	7,4
air	7,3	14,4	37	30 000	84
silice	11,2	21,7	27	12	57
eau	7,5	14,2	36	36	83

TAB. 3.1 – Valeur de la longueur de radiation et de l'énergie critique pour différents matériaux.

Le tableau 3.1 donne quelques valeurs de la longueur de radiation pour différents matériaux.

Une autre définition est celle de l'énergie critique, E_c . Parfois, elle est définie comme l'énergie à laquelle les deux taux de perte d'énergie par ionisation et par rayonnement sont égaux. Une autre a été donnée par Rossi qui la définit comme étant l'énergie à laquelle la perte par ionisation par longueur de radiation est égale à l'énergie de l'électron. Suivant l'approximation de Berger et Seltzer (PDG), $E_c = \frac{800 \text{ MeV}}{Z+1,2}$. E_c est de 81 MeV pour l'air.

Les calculs de probabilité de Bremsstrahlung et de création de paires furent étudiés par Bethe et Heitler qui trouvèrent une formulation simplifiée.

Le rayonnement de freinage (FIG.3.10) est lié à la diffusion. En effet, lorsque les particules chargées traversent la matière, elles sont déviées par le champ électrique des noyaux. La distance qui sépare le noyau du lieu où se produit le rayonnement joue un rôle important. Si cette distance est de l'ordre de la taille du noyau, il y a un effet d'écrantage des électrons du cortège à prendre en compte. Dans la plupart des cas, la distance est grande devant la taille nucléaire et le noyau est considéré comme une charge ponctuelle. La probabilité différentielle d'émission par longueur de radiation d'un photon d'énergie W par un électron d'énergie primaire E_0 , est :

$$\Phi(v) = \frac{1}{v} (1 + (1-v)^2 - (1-v) \left(\frac{2}{3} - 2b \right)) \quad (3.9)$$

avec $b = \frac{1}{18 \ln(183Z^{-\frac{1}{3}})}$ et où $v = \frac{W}{E_0}$.

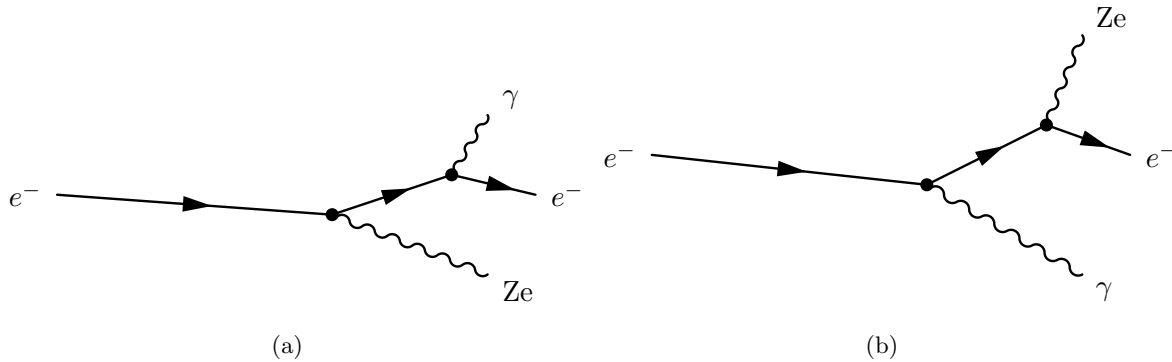


FIG. 3.10 – Diagrammes de Feynmann pour le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung).

Pour la création de paires (FIG.3.11), la probabilité différentielle par longueur de radiation pour qu'un photon d'énergie E crée une paire électron-positron dont l'un des deux a une énergie W s'écrit :

$$\Psi(v) = v^2 + (1-v)^2 + \left(\frac{2}{3} - 2b \right) v(1-v)$$

avec les mêmes conventions pour v et b .

Il y a deux approximations dites "approximation A" et "approximation B". L'approximation A néglige les processus de collision et l'effet Compton. L'approximation B néglige encore l'effet Compton, et les pertes par collision sont décrites par une perte constante. Chaque approximation conduit à un système d'équations intégral-différentielles différent.

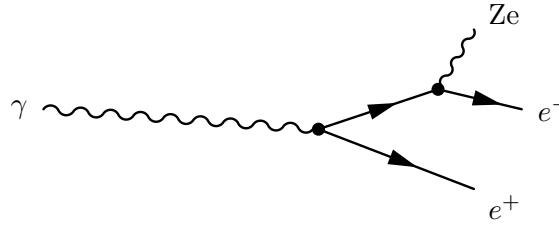


FIG. 3.11 – Diagramme de Feynmann pour la création de paires.

3.2.3 Modèle simplifié

Étudions un modèle très simple nous permettant de tirer des résultats qualitatifs des gerbes atmosphériques :

- chaque électron d'énergie supérieure à l'énergie critique émet une radiation à une distance d'une longueur de radiation de l'endroit où il a été produit et dans ce processus, il perd la moitié de son énergie en un photon secondaire ;
- de même, on suppose que chaque photon produit une paire (e^+e^-) à une distance égale à une longueur de radiation de l'endroit où il a été créé en partageant de manière égale son énergie entre les deux particules secondaires (la section efficace totale de production de paires est en réalité $\sigma_p = \frac{7}{9}\sigma_i$) ;
- l'effet Compton est négligé ;
- les pertes par collision des électrons avec une énergie supérieure à l'énergie critique sont négligées ;
- les électrons d'énergie inférieure à l'énergie critique cessent les processus radiatifs et sont très vite au repos à cause des pertes par collision.

Après t longueurs de radiation, le nombre total d'électrons et de photons est $N = 2^t$, et l'énergie de chaque particule est $E = \frac{E_0}{2^t}$. Alors le nombre total de particules avec une énergie supérieure à E s'écrit comme la somme du nombre d'électrons Π et de photons Γ :

$$N(E,t) = \Pi(E,t) + \Gamma(E,t)$$

Le nombre de particules croît exponentiellement de $t=0$ jusqu'à $t = T(E)$, où :

$$T(E) = \frac{\ln(\frac{E_0}{E_c})}{\ln 2}$$

et chute brutalement à 0. Le nombre au maximum vaut :

$$N_{\max} = \frac{E_0}{E} \quad (3.10)$$

Remarquons tout de suite que le caractère discontinu est dû aux hypothèses très simples ; on s'attendrait à une dépendance de N en t plus douce. La valeur maximum pour N est $N = \frac{E_0}{E_c}$ à $t = \ln(\frac{E_0}{E_c})$. Dans ce modèle, à toutes les profondeurs, toutes les particules ont la même énergie. En fait, à une profondeur donnée, il y a une distribution d'énergie qui change au fur-et-à-mesure que le développement de la gerbe progresse. Les particules de basse énergie sont plus abondantes. On peut considérer un spectre moyen appelé la distribution moyenne d'énergie sur la profondeur et pondéré par le nombre de particules à chaque profondeur :

$$\int_0^\infty N(E,t)dt = N(0) + N(1) + N(2) \dots \simeq \int_0^{T(E)} 2^t dt$$

Si $2^t \gg 1$, on a alors :

$$\int_0^\infty N(E,t)dt \simeq \frac{e^T \ln 2}{\ln 2} = \frac{E_0/E}{\ln 2} \quad (3.11)$$

Le spectre intégral moyen des particules obéit à une loi en $\frac{1}{E}$. Ce résultat est valable pour les particules d'énergie supérieure à l'énergie critique. Dans ce modèle, les électrons et les photons sont traités de la même manière, c'est-à-dire qu'ils ont le même spectre d'énergie, ce qui n'est pas le cas dans la réalité.

3.2.4 Méthodes analytiques et équations de diffusion

L'approche de Carlson et Oppenheimer a été différente. En étudiant les pertes et les gains dans une bande infinitésimale de matière dt , ils obtinrent un ensemble d'équations décrivant la variation du nombre d'électrons et de photons dans chaque intervalle d'énergie. Ensuite, ils résolurent ces équations à l'aide de simplifications dans les expressions des probabilités des phénomènes élémentaires. Landau et Rumer développèrent cette méthode ainsi que Snyder et Serber.

Tout d'abord, nous écrirons les équations dans leur forme générale sans l'approximation de la perte continue d'énergie.

Soient $\pi(E,t)dE$ et $\gamma(E,t)dE$ les nombres d'électrons et de photons d'énergie E à dE près à la profondeur t .

Faisons un bilan des gains et des pertes pour les électrons puis pour les photons.

Bilan pour les électrons :

→ les photons d'énergie $E' > E$ produisent des électrons d'énergie E à dE près, dont le nombre vaut :

$$dEdt \int_E^\infty \gamma(E',t) \phi_{\gamma\pi}(E',E) dE'$$

où $\phi_{\gamma\pi}(E',E)dE$ est la probabilité par longueur de radiation pour qu'un photon d'énergie E' produise un électron d'énergie E à dE près. Cela peut se faire par une production de paires ou par effet Compton.

$$\phi_{\gamma\pi}(E',E) = 2\phi_{\text{paire}}(E',E) + \phi_{\text{Compton}}(E',E' - E)$$

ϕ_{paire} est la probabilité différentielle de production de paires, et ϕ_{Compton} est la probabilité par longueur de radiation pour qu'un photon d'énergie E' fasse une collision Compton dans laquelle le photon diffusé ait une énergie $E' - E$ à dE près. L'effet Compton est négligé ; le processus est alors uniquement la création de paires qui augmente le nombre d'électrons ;

→ les électrons d'énergie $E' > E$ produisent des électrons d'énergie E à dE près ; ce nombre vaut :

$$dEdt \int_E^\infty \pi(E',t) \phi_{\pi\pi}(E',E) dE'$$

$\phi_{\pi\pi}(E',E)dE'$ est la probabilité par longueur de radiation pour qu'un électron d'énergie E' produise un électron d'énergie E à dE près. Cela peut se produire par un processus radiatif dans lequel l'électron perd une énergie $E' - E$, ou par collision dans laquelle un des deux électrons en collision sort avec une énergie E , alors on a $\phi_{\pi\pi}(E',E)$

égale à $\phi_{\text{rad}}(E', E' - E) + \phi_{\text{col}}(E', E)$ c'est-à-dire la probabilité différentielle de radiation plus celle de collision. Cette dernière est négligée dans l'approximation A ;

→ les électrons initialement dans l'intervalle d'énergie E à dE près quittent celui-ci en perdant une partie de leur énergie ; ce nombre vaut :

$$\pi(E, t) \mu_{\pi}(E) dE dt$$

où μ_{π} vaut :

$$\mu_{\pi}(E) = \int_0^E \phi_{\text{rad}}(E, E') dE' + \int^{\frac{E}{2}} \phi_{\text{col}}(E, E') dE' \simeq \int_0^E \phi_{\text{rad}}(E, E') dE'$$

Bilan pour les photons :

Considérons maintenant le changement du nombre de photons d'énergie E à dE près quand ils traversent une épaisseur dt .

→ les électrons d'énergie $E' > E$ produisent des photons d'énergie E à dE près :

$$dE dt \int_E^{\infty} \pi(E', t) \phi_{\pi\gamma}(E', E) dE'$$

où $\phi_{\pi\gamma}(E', E) dE'$ représente la probabilité par longueur de radiation qu'un électron d'énergie E' produise des photons d'énergie E à dE près. Ceci se produit lors d'un processus radiatif alors $\phi_{\pi\gamma}(E', E) = \phi_{\text{rad}}(E', E)$;

→ quelques photons, initialement avec une énergie E à dE près sont absorbés par la production de paires (et par la diffusion Compton mais elle est négligée) ; leur nombre s'écrit :

$$\gamma(E, t) \mu_{\gamma}(E) dE dt = dE dt \int_0^{\infty} \gamma(E, t) \phi_{\gamma\pi}(E, E') dE'$$

avec $\mu_{\gamma}(E) = \mu_{\text{paire}}(E)$ et $\phi_{\gamma\pi}(E, E')$ est la probabilité différentielle pour qu'un photon d'énergie E produise une paire électron-positron dont l'un a une énergie E' et l'autre $E - E'$.

Si nous faisons le bilan, nous avons un système d'équations de transport décrivant l'équilibre de la cascade :

$$\frac{\partial \pi(E, t)}{\partial t} = - \int_0^E \pi(E, t) \phi_{\text{rad}}(E, E') dE' : \text{perte par Bremsstrahlung} \quad (3.12)$$

$$+ \int_E^{\infty} \pi(E', t) \phi_{\pi\pi}(E', E) dE' : \text{gain par Bremsstrahlung}$$

$$+ \int_E^{\infty} \gamma(E', t) \phi_{\gamma\pi}(E', E) dE' : \text{gain par production de paires}$$

$$\frac{\partial \gamma(E, t)}{\partial t} = \int_E^{\infty} \pi(E', t) \phi_{\pi\gamma}(E', E) dE' : \text{gain par Bremsstrahlung} \quad (3.13)$$

$$- \int_0^{\infty} \gamma(E, t) \phi_{\gamma\pi}(E, E') dE' : \text{perte par production de paires}$$

On a donc un système linéaire intégral-différentiel d'équations ; comme elles ressemblent à celles de la diffusion, elles sont appelées *équations de diffusion* :

$$\frac{\partial \pi(E,t)}{\partial t} = -A\pi + B\gamma \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial \gamma(E,t)}{\partial t} = C\pi - D\gamma \quad (3.15)$$

Le nombre d'électrons et de photons d'énergie E à $t+dt$ ne dépend que du nombre d'électrons et de photons à t d'énergie E . Nous pouvons prendre différentes conditions initiales ; par exemple $\pi(E,0) = n_\pi(E)$ et $\gamma(E,0) = n_\gamma(E)$ et où l'on a un spectre différentiel d'énergie ; ou bien pour une particule incidente $\pi(E,0) = \delta(E - E_0)$ et $\gamma(E,0) = 0$ (avec $\delta(x) = 0$ pour x différent de 0 et $\int_{-\epsilon}^{\epsilon} \delta(x)dx = 1$ pour ϵ différent de 0).

D'autre part, nous nous sommes placés dans l'approximation A en négligeant les collisions. Dans le cas de l'approximation B, elles ne sont plus négligées et un autre terme intervient dans la variation du nombre d'électrons. Le système s'écrit alors :

$$\frac{\partial \pi(E,t)}{\partial t} = -A\pi + B\gamma + \frac{\partial(\epsilon\pi)}{\partial E} \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial \gamma(E,t)}{\partial t} = C\pi - D\gamma \quad (3.17)$$

Les définitions de A, B, C et D peuvent être trouvées en annexe C.

3.2.5 Résolution des équations de transport à 1 dimension

Nous allons nous placer dans le cas de l'approximation A, c'est-à-dire que nous négligerons le terme contenant ϵ et nous mettrons à profit la symétrie obtenue entre les termes de 3.14. Les processus pris en compte sont uniquement le Bremsstrahlung et la création de paires. Cherchons des solutions particulières à variables séparées du type :

$$\pi(E,t) = f(t)F_\pi(E)$$

$$\gamma(E,t) = f(t)F_\gamma(E)$$

Ce type de solution est appelé aussi "solution stationnaire". En injectant ces solutions dans le système, on obtient une équation sur f :

$$\frac{df}{dt} = \mu f$$

d'où

$$f = \text{Constante} \times \exp(\mu t)$$

Nous pouvons remarquer que le spectre en énergie des électrons et des photons ne change pas au cours du développement, mais que le nombre de particules varie exponentiellement. Dans le cas de l'approximation A le système peut se réécrire sous la forme (pour le détail des calculs, se référer à l'annexe C) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \pi(E,t)}{\partial t} &= - \int_0^1 \left[\pi(E) - \frac{1}{1-v} \pi\left(\frac{E}{1-v}\right) \right] \phi_0(v) dv + 2 \int_0^1 \gamma\left(\frac{E}{u}\right) \psi_0(u) \frac{du}{u} \\ \frac{\partial \gamma(E,t)}{\partial t} &= \int_0^1 \pi\left(\frac{E}{v}\right) \phi_0(v) \frac{dv}{v} - \sigma_0 \gamma \end{aligned}$$

En réinjectant les solutions trouvées, on obtient pour la fonction F_π et F_γ , deux fonctions puissances :

$$F_\pi(E) = a \frac{E_0^s}{E^{s+1}}$$

$$F_\gamma(E) = b \frac{E_0^s}{E^{s+1}}$$

Supposons que les solutions sont de la forme :

$$\pi dE = a \left(\frac{E_0}{E} \right)^s \frac{dE}{E} \exp(-\mu t)$$

$$\gamma dE = b \left(\frac{E_0}{E} \right)^s \frac{dE}{E} \exp(-\mu t)$$

En remplaçant ces expressions dans les équations on obtient le système suivant :

$$\mu = A(s) - \frac{b}{a} B(s)$$

$$\frac{b}{a} \mu = \frac{b}{a} \sigma_0 - C(s)$$

On résout le déterminant, et l'on a :

$$\mu_1(s) = -\frac{1}{2} \left(A(s) + \sigma_0 - \{(A(s) - \sigma_0)^2 + 4B(s)C(s)\}^{\frac{1}{2}} \right)$$

$$\mu_2(s) = -\frac{1}{2} \left(A(s) + \sigma_0 + \{(A(s) - \sigma_0)^2 + 4B(s)C(s)\}^{\frac{1}{2}} \right)$$

$$\text{Si } \mu = -\mu_1, \text{ alors } \frac{b}{a} = \frac{C(s)}{\sigma_0 + \mu_1}$$

$$\text{Si } \mu = -\mu_2, \text{ alors } \frac{b}{a} = \frac{C(s)}{\sigma_0 + \mu_2}$$

d'où les solutions sont (idem pour μ_2) :

$$\pi dE = a \frac{E_0^s}{E^{s+1}} dE \exp(\mu_1 t)$$

$$\gamma dE = a \frac{C(s)}{\sigma_0 + \mu_1} \frac{E_0^s}{E^{s+1}} dE \exp(\mu_1 t)$$

Les calculs numériques pour différentes valeurs de s montrent que le spectre en $\frac{dE}{E^{s+1}}$ caractérise le comportement de la cascade ; l'indice spectral indique l'âge de la gerbe, c'est-à-dire le stade de développement de la gerbe.

Prenons le cas pour un flux de photons à $t=0$, le système peut s'écrire :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + A(s) \right) \pi = B(s) \gamma$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \sigma_0 \right) \gamma = C(s) \pi$$

Les solutions sont des combinaisons linéaires de μ_1 et de μ_2 . Les fonction $f_\pi(t)$ et $f_\gamma(t)$ ne dépendant que de t s'écrivent sous la forme :

$$f_\pi(t) = \frac{f_0 B(s)}{\mu_1(s) - \mu_2(s)} (\exp(\mu_1(s)t) - \exp(\mu_2(s)t))$$

$$f_\gamma(t) = \frac{f_0}{\mu_1(s) - \mu_2(s)} (\{A(s) + \mu_1(s)\} \exp(\mu_1(s)t) - \{A(s) + \mu_2(s)\} \exp(\mu_2(s)t))$$

Faisons quelques remarques avant de poursuivre.

Tout d'abord, $\exp(\mu_2(s)t) \ll \exp(\mu_1(s)t)$ implique que le second terme de chacune des deux équations devient négligeable, ainsi le rapport photons sur électrons ne dépend plus que de t . L'autre remarque est que pour $s=1$, $\mu_1(1)=0$; nous en verrons les conséquences un peu plus loin.

Maintenant, il nous faut trouver les solutions des équations de diffusion sous des conditions initiales arbitraires, comme par exemple un photon primaire d'énergie E_0 . Pour cela, il nous faut introduire la transformation de Mellin ainsi que la transformation de Laplace des fonctions $\pi(E,t)$ et de $\gamma(E,t)$. On définit la transformation de Mellin par :

$$M_\pi(t,s) = \int_0^\infty E^s \pi(t,E) dE$$

$$M_\gamma(t,s) = \int_0^\infty E^s \gamma(t,E) dE$$

où s est un paramètre complexe. Si nous posons comme condition initiale :

$$t = 0 : \gamma(0,E) = \delta(E - E_0) \text{ et } f_\gamma(0,s) = E_0^s.$$

On obtient un système d'équations différentielles semblable à celui de départ :

$$\frac{\partial M_\pi(s,t)}{\partial t} = -A(s)M_\pi(s,t) + B(s)M_\gamma(s,t)$$

$$\frac{\partial M_\gamma(s,t)}{\partial t} = -C(s)M_\pi(s,t) - \sigma_0 M_\gamma(s,t)$$

D'après les solutions particulières trouvées précédemment nous obtenons :

$$M_\pi(s,t) = \frac{E_0^s B(s)}{\mu_1(s) - \mu_2(s)} (\exp(\mu_1(s)t) - \exp(\mu_2(s)t))$$

Pour avoir accès maintenant à $\pi(E,t)$ lorsque l'on a $M_\pi(s,t)$, il suffit d'inverser la transformation de Mellin, c'est-à-dire de calculer :

$$\pi(E,t) = \frac{1}{2i\pi} \int_{s_0-i\infty}^{s_0+i\infty} \frac{M_\pi(s,t)}{E^{s+1}} ds$$

avec s_0 réel.

$$\pi(E,t) = \frac{1}{2i\pi E} \int_{s_0-i\infty}^{s_0+i\infty} \frac{1}{E^s} \frac{E_0^s B(s)}{\mu_1(s) - \mu_2(s)} \exp(\mu_1(s)t) ds$$

La partie en exponentielle μ_2 est négligée.

Pour intégrer ce dernier membre, il est nécessaire de séparer le terme sous l'intégrale en deux facteurs, l'un qui varie lentement avec s :

$$F_\pi(s) = \frac{B(s)}{\sqrt{s}(\mu_1(s) - \mu_2(s))}$$

et le reste qui varie de manière plus rapide avec s :

$$\mu_1(s)t + s \ln \left(\frac{E_0}{E} \right) + \frac{1}{2} \ln s \quad (3.18)$$

Ce dernier facteur présente un col (en fait un minimum sur l'axe réel et un maximum sur l'axe imaginaire). C'est-à-dire que l'on peut écrire :

$$\mu_1'(\bar{s})t + \ln \left(\frac{E_0}{E} \right) + \frac{1}{2\bar{s}} = 0 \quad (3.19)$$

On se place alors à $s_0 = \bar{s}$, et on intègre sur l'axe imaginaire. Le facteur qui varie lentement avec s est sorti de l'intégrale (étant pris comme une constante). **s est le paramètre d'âge**. L'intégrale peut être calculée en faisant un développement autour de $(s - \bar{s})$.

$$\int_{s_0 - i\infty}^{s_0 + i\infty} \exp(y s + \mu_1(s)t - \ln s) = \frac{\sqrt{s} \exp(\mu_1(s)t)}{\sqrt{\mu_1''(s)t - \frac{1}{2s^2}}}$$

La solution pour le nombre d'électrons est :

$$\pi(E, t) dE = \frac{F_\pi(s)}{2\pi} \frac{\sqrt{s} \exp(\mu_1(s)t)}{\sqrt{\mu_1''(s)t - \frac{1}{2s^2}}} \left(\frac{E_0}{E} \right)^s \frac{dE}{E}$$

La variation avec t est dominée par le terme exponentiel de l'expression 3.18. Le nombre maximum d'électrons dans l'intervalle $(E, E + dE)$ est obtenu pour $t = t_{\max}$ défini par :

$$\left(y + \mu_1'(s)t_{\max} + \frac{1}{2s} \right) \frac{\partial s}{\partial r} + \mu_1(s) = 0$$

Ce qui est équivalent à dire $\mu_1(s) = 0$, c'est-à-dire à $s=1$.

Ce paramètre d'âge est défini par la relation 3.19. On trouve donc t_{\max} :

$$t_{\max} = \frac{y + \frac{1}{2}}{|\mu_1'(1)|}$$

Remarquons que la phase d'absorption qui commence quand l'énergie devient proche de l'énergie critique (84 MeV dans l'air) n'est pas contenue dans l'approximation A. D'autre part, s est une fonction de la profondeur t d'atmosphère et de y , logarithme du rapport d'énergie primaire et de la somme de l'énergie des particules à cette profondeur.

Une formule empirique de Greisen donne le nombre d'électrons en fonction de t , de s et de y :

$$\bar{N}_e(t) = \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left(t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right)$$

$$\text{avec } s = \frac{3t}{t + 2y}.$$

$N_e(t)$ passe par un maximum pour $s=1$, $t_{\max} = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right)$.

À trois dimensions, la situation est plus complexe. Il faut tenir compte de la diffusion coulombienne multiple. Les équations de diffusion s'écrivent comme suit :

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} + \theta \frac{\partial \pi}{\partial r} = -A\pi + B\gamma + \epsilon \frac{\partial \pi}{\partial E} + \frac{E_s^2}{E} \left(\frac{\partial^2}{\partial \theta_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial \theta_2^2} \right) \pi$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \theta \frac{\partial \gamma}{\partial r} = C\pi - D\gamma$$

où $\pi(E, t, r, \theta)$ et $\gamma(E, t, r, \theta)$ sont les densités d'électrons et de photons dans l'intervalle $dEdtdr d\theta$, t est la profondeur atmosphérique en unité de X_0 , et θ est la déviation angulaire, r est celle latérale et E l'énergie de la particule considérée. E_s est l'énergie de diffusion et vaut 21,2 MeV dans l'air.

Un processus dont nous n'avons pas encore parlé est l'effet LPM qui modifie le développement de la gerbe électromagnétique à très haute énergie.

3.2.6 Effet Landau-Pomeranchuk-Migdal

À très haute énergie, le rayon effectif des processus de Bremsstrahlung et de production de paires augmente fortement et peut devenir plus grand que la distance moyenne entre les atomes voisins du milieu traversé. Cela engendre un effet d'interférence connu sous le nom d'effet Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM).

Si l'on considère un électron incident de très haute énergie, E_0 , qui émet par rayonnement de freinage un photon d'énergie K , il est possible de montrer que les contributions dominantes dans le processus de Bremsstrahlung sont les interactions qui ont lieu à la distance r_{eff} du noyau, tel que [81] :

$$r_{\text{eff}} \simeq \frac{2E_0(E_0 - K)}{Km_e c^2 \frac{\hbar}{mc}}$$

Dans le système du laboratoire, le temps nécessaire au rayonnement du photon va être multiplié par le facteur de Lorentz $\gamma = E_0/m_e c^2$, ce qui va accroître la distance parcourue par l'électron avant de libérer le photon. Si cette distance devient supérieure à la distance moyenne qui sépare les atomes du milieu, l'électron pourra subir une diffusion coulombienne multiple par les atomes au voisinage desquels il passera avant de rayonner le photon.

L'angle moyen de diffusion coulombienne multiple d'un électron d'énergie E_0 traversant une épaisseur x d'absorbant est :

$$\langle \theta_{\text{diff}}^2 \rangle \simeq \left(\frac{E_s}{E_0} \right)^2 \frac{x}{X_0}$$

L'angle moyen d'émission d'un photon au cours du Bremsstrahlung est :

$$\langle \theta_b^2 \rangle \simeq \left(\frac{m_e c^2}{E_0} \right)^2$$

Lorsqu'un électron parcourt la distance r_{eff} , l'angle de diffusion peut devenir supérieur à l'angle d'émission du photon, ce qui provoquera une diminution de la section efficace de rayonnement de freinage.

L'effet LPM devient dominant lorsque l'angle de diffusion devient supérieur à l'angle d'émission de Bremsstrahlung, ou autrement dit :

$$\frac{E_0(E_0 - K)}{K} > \left(\frac{m_e c^2}{E_s} \right)^2 \frac{X_0}{2} \frac{m_e^2 c^3}{\hbar}$$

On peut traiter de la même manière le cas de la production de paires par un photon de très haute énergie; il suffit de remplacer $E_0 - K$ par $K - E_0$.

L'effet LPM commence à intervenir pour les gerbes atmosphériques vers 5×10^{17} eV pour le Bremsstrahlung et 5×10^{18} eV pour la création de paires. Cependant, ses effets ne se font vraiment sentir qu'à des énergies de 10^{20} eV : les gerbes initiées par des photons seront alors marquées par un développement longitudinal plus lent, et donc plus profondes et plus jeunes que les autres. Ce sera une signature d'une composante de photons dans le spectre primaire.

3.3 Simulation avec CORSIKA

Le code de simulation CORSIKA est un programme pour la simulation de gerbes atmosphériques, de la première interaction à ultra-haute énergie jusqu'à la production de milliards de particules qui arrivent au niveau d'observation. Nous avons détaillé tous les processus ayant cours tout au long du développement de la cascade, voyons comment cela se traduit sur les observables expérimentales.

3.3.1 Profil longitudinal

Dans cette première partie, nous nous sommes intéressés au profil longitudinal des gerbes, c'est-à-dire le développement tout au long de la traversée de l'atmosphère. Ce développement est observé par les détecteurs de fluorescence d'Auger. Nous avons simulé avec CORSIKA 6.016 des lots de 40 gerbes pour différentes énergies et différents angles zénithaux (l'angle azimuthal est tiré aléatoirement entre 0 et 2π pour chaque gerbe). Le modèle d'atmosphère utilisé est le modèle standard US (modèle par

Atmosphère standard US
paramétrisée par Linsley
La hauteur H donnée en km donne l'épaisseur
d'atmosphère en g.cm^{-2}

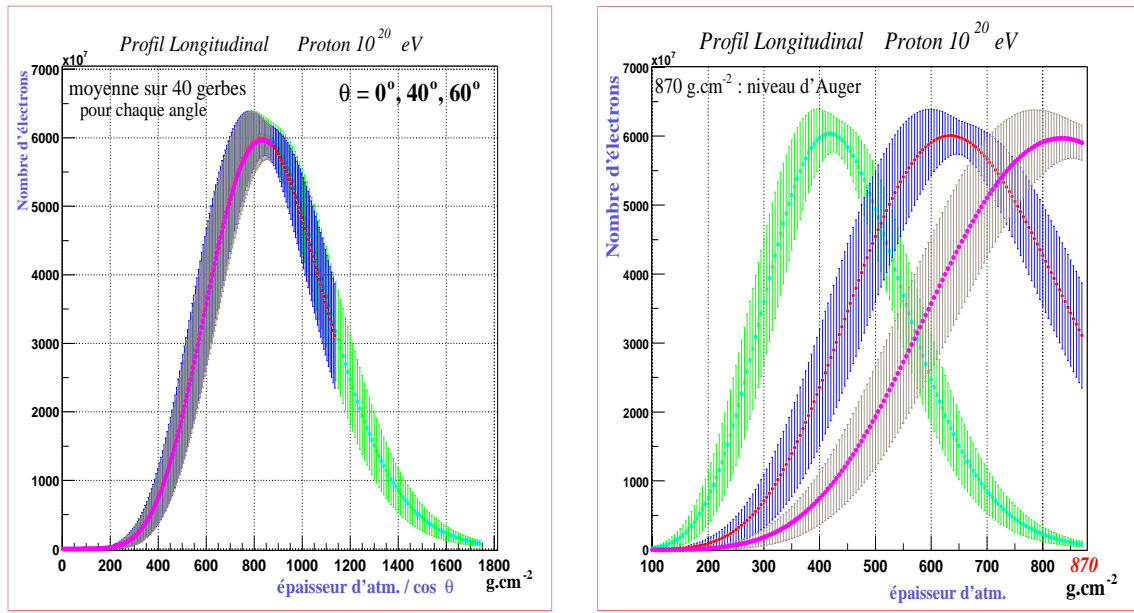
```
H = -5,8 ... 4 km -----> T = -1,86556e2 + 1,2227e3 exp(- H / 9,9419)
H = 4 ... 10 km -----> T = -9,49190e1 + 1,1449e3 exp(- H / 8,7815)
H = 10 ... 40 km -----> T = 6,12890e-1 + 1,3056e3 exp(- H / 6,3614)
H = 40 ... 100 km -----> T = 5,4018e2 exp(- H / 7,7217)
H = 100 ... 112,8 km -----> T = 1,12829e-2 - H / 1e4
```

FIG. 3.12 – Paramétrisation de l'atmosphère utilisée pour les simulations.

défaut dans CORSIKA) (FIG.3.12). Cependant CORSIKA bénéficie aussi d'atmosphères spécifiques : été, hiver, équateur, pôles...

Influence de l'angle zénithal :

Les figures 3.13(a) et 3.13(b) représentent toutes les deux, le profil longitudinal du nombre d'électrons et de positrons en fonction de l'épaisseur d'atmosphère traversée dans le cas d'un proton primaire à 10^{20} eV pour trois angles zénithaux différents (0° , 40° et 60°).



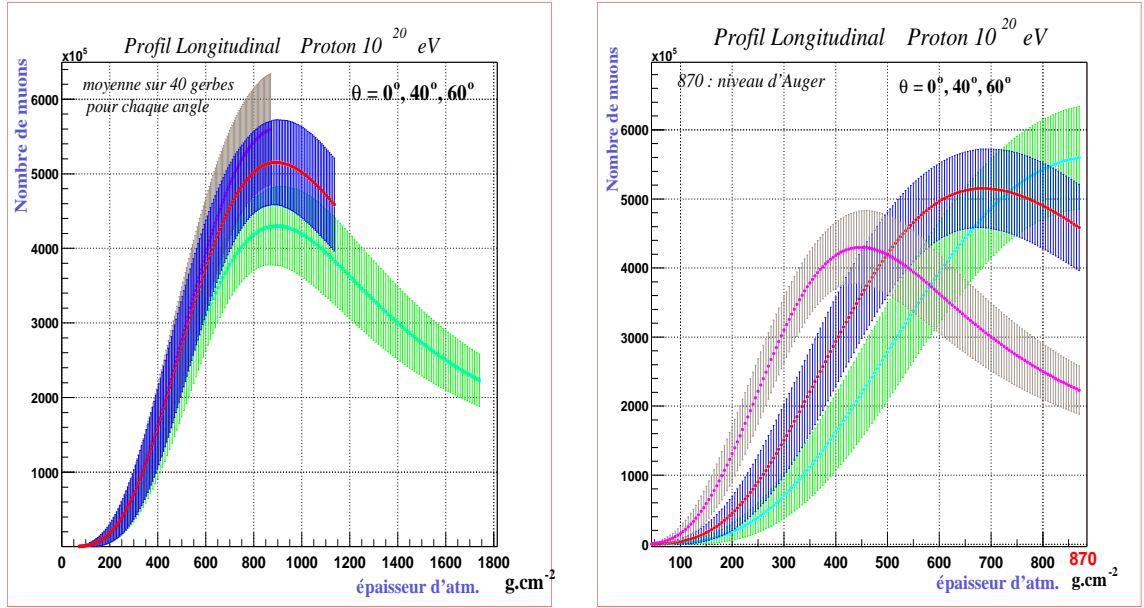
(a) Épaisseur d'atmosphère traversée.

(b) Atmosphère verticale. (de gauche à droite : 60° , 40° , 0°).

FIG. 3.13 – Développement longitudinal moyen du nombre d'électrons et positrons pour un proton primaire à 10^{20} eV pour différents angles zénithaux (modèle QGSJet01) avec les fluctuations à $\pm\sigma/2$. La couleur magenta est pour 0° , rouge pour 40° et la couleur verte pour 60° .

La figure 3.13(a) montre l'évolution du nombre d'électrons et positrons (la majorité des particules chargées) en fonction de l'épaisseur d'atmosphère traversée, ou autrement dit de l'angle d'inclinaison de la gerbe. Quel que soit l'angle, la gerbe atteint son maximum à la même épaisseur traversée. La figure 3.13(b) montre que le maximum de la gerbe ne se produit pas à la même altitude et qu'au niveau d'observation, le nombre de particules touchant le sol est bien différent du fait de l'absorption (de gauche à droite : 60° , 40° , 0°). Qu'en est-il pour les muons ?

Au contraire des électrons, le maximum du développement des muons n'est pas le même en fonction de l'épaisseur traversée (FIG.3.14). Cela dépend du point d'interaction et du développement de la composante hadronique, en particulier de la désintégration des pions, puisque nous avons vu que la longueur de désintégration dépendait de la densité locale.



(a) Épaisseur d'atmosphère traversée. (de gauche à droite: 0° , 40° , 60°).

(b) Atmosphère verticale. (de gauche à droite: 60° , 40° , 0°).

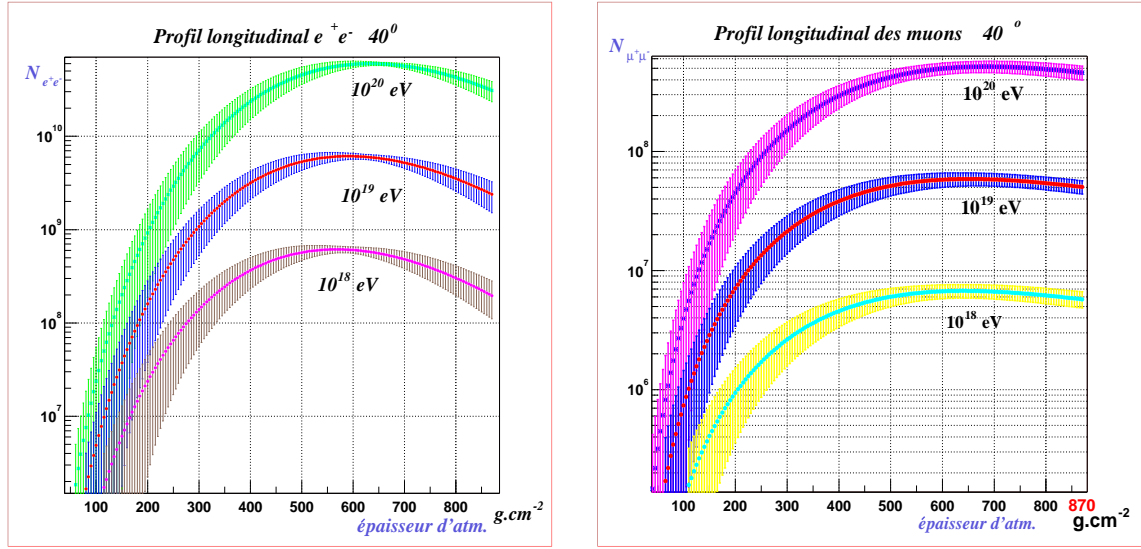
FIG. 3.14 – Développement longitudinal moyen du nombre de muons pour un proton primaire à 10^{20} eV pour différents angles zénithaux (modèle QGSJet01) avec les fluctuations. La couleur magenta est pour 0° , rouge pour 40° et la couleur verte pour 60° .

Influence de l'énergie :

Le nombre de particules créées dans les gerbes est dépendant de l'énergie. Il existe une relation entre l'énergie primaire et le nombre de particules chargées. Le nombre de particules chargées au maximum d'une gerbe est proportionnelle à l'énergie primaire exprimée en GeV: par exemple à 10^{20} eV (10^{11} GeV), nous avons de l'ordre de 60 milliards de particules au maximum. La forme du développement longitudinal est la même quelle que soit l'énergie, seul le nombre de particules change, même dans la phase d'absorption (après le maximum) (FIG.3.15(a)). Le minimum de fluctuations est obtenu au maximum. Pour les muons, le profil est beaucoup plus plat après qu'ils aient atteint leur maximum; ils sont bien moins vite absorbés (FIG.3.15(b)).

Profondeur du maximum : X_{\max}

La profondeur du maximum, notée X_{\max} est la profondeur d'atmosphère où la cascade atteint son maximum de développement en terme de particules chargées, ce qui correspond globalement au nombre d'électrons et positrons. C'est un indicateur de la composition. La détection des gerbes atmosphériques nous donne des informations indirectes sur la particule primaire, et sa nature en particulier: les rayons cosmiques d'énergie extrême sont-ils des protons, des noyaux légers ou lourds? La figure 3.16 récapitule les valeurs de X_{\max} de diverses expériences en fonction de l'énergie, ainsi que la prédiction du modèle QGSJet utilisé pour la simulation de gerbes. La prédiction des autres modèles tel que Sibyll 2.1, Nexus 3 sont sensiblement les mêmes jusqu'à 10^{17} eV aussi bien pour proton



(a) Développement longitudinal moyen des électrons et des positrons pour différentes énergies.

(b) Développement longitudinal des muons pour différentes énergies.

FIG. 3.15 – Développement longitudinal moyen des électrons et des muons pour différentes énergies. Le profil est nettement plus plat dans le cas des muons. Le minimum de fluctuations est au maximum de développement de la gerbe.

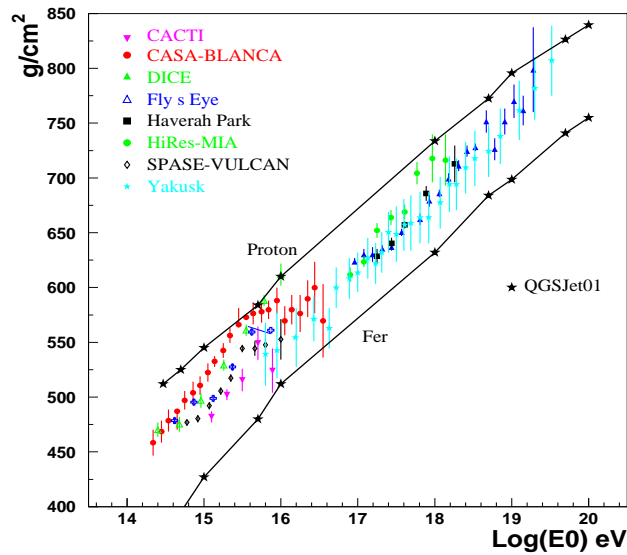
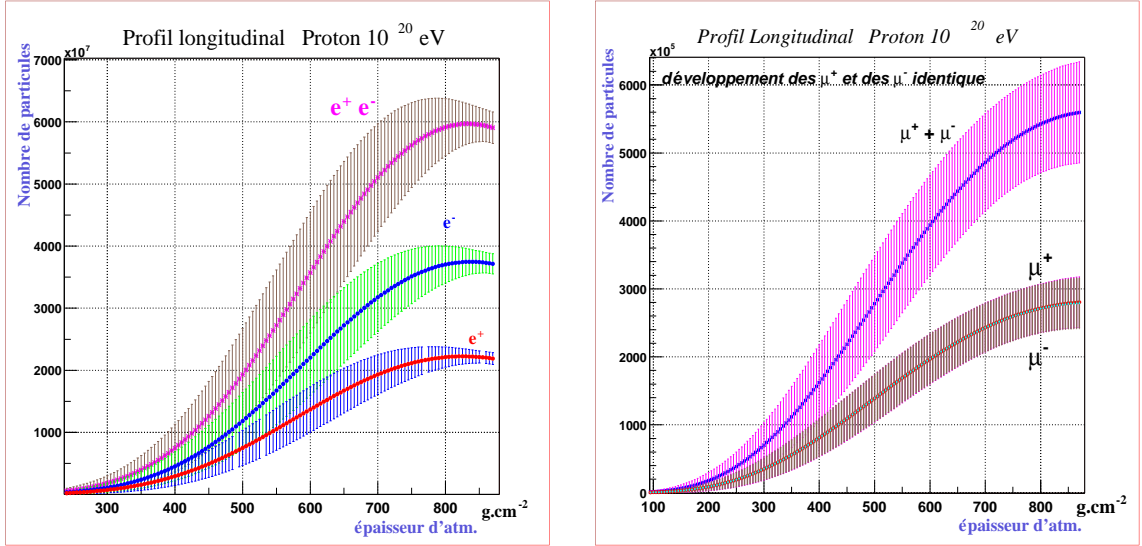


FIG. 3.16 – Prédiction de la profondeur du maximum X_{\max} avec le modèle *QGSJet01* pour un proton et un fer primaire en fonction de l'énergie ; X_{\max} mesurés par diverses expériences entre 10^{14} eV et 10^{20} eV.

que pour les noyaux de fer ; au-delà, *QGSJet* se détache des deux autres pour le proton en se rapprochant des données avec une pente plus douce en fonction de l'énergie.

Particules positives et négatives :

Dans le développement de la gerbe, le nombre d'électrons est plus important que le nombre de positrons (FIG.3.17(a)) [82], alors que ce n'est pas le cas pour les muons (FIG.3.17(b)). Cela pourrait engendrer un effet cohérent et provoquer une émission radio, l'effet Askaryan [83, 84].



(a) Développement longitudinal des électrons et des positrons.

(b) Développement longitudinal des μ^+ et des μ^- .

FIG. 3.17 – Développement longitudinal des particules chargées. Il est identique entre les muons chargés positivement et négativement (à droite) alors que ce n'est pas le cas des électrons et des positrons (à gauche). Cette asymétrie de développement pourrait être à l'origine d'une émission radio : l'effet Askaryan [83, 84].

Extrapolation des modèles et développement de la gerbe

Malgré les grandes incertitudes observées avec les différents modèles (FIG.3.6), ce qui nous intéresse ici, c'est de savoir quelles sont les effets sur le développement longitudinal d'une gerbe atmosphérique en fonction des différentes caractéristiques de cette première interaction que nous ne maîtrisons pas.

Pour cela, nous avons incorporé les générateurs Monte Carlo de collision correspondant à Pythia et Isajet dans un programme de simulation rapide (partie hadronique semblable à celle de Corsika, et fonctions analytiques de type NKG en-dessous de 10⁶ GeV) qui à partir des particules secondaires créées lors de la première interaction proton-proton, simule le développement longitudinal de la gerbe ; puis par la suite, nous avons implémenté dans CORSIKA, le générateur pour chacun de ces deux modèles, en particulier la distribution de pseudo-rapacité et le nombre de particules chargées en fonction de l'énergie, afin d'utiliser le programme EGS, qui va permettre de suivre toutes les particules aux basses énergies.

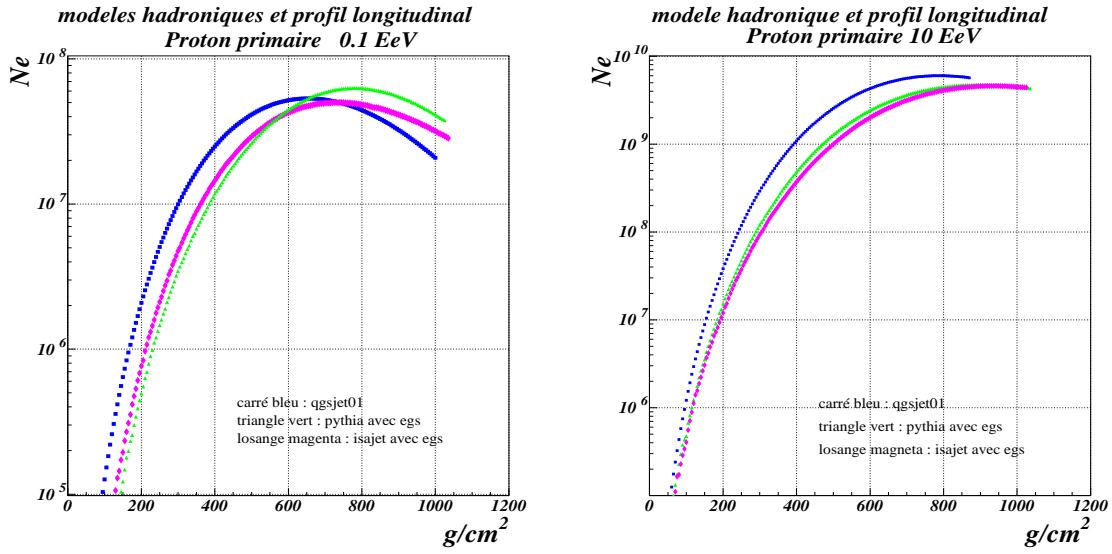
Nous avons paramétré en fonction de l'énergie le nombre de particules chargées produites par les deux modèles extrêmes, ISAJET et PYTHIA 6.122 A, ainsi que la distribu-

tion de pseudo rapidité.

$$n_{\text{ch}}^{\text{Isajet}} = 5,3 s^{0,137} \quad \text{et} \quad n_{\text{ch}}^{\text{Pythia}} = 1,1547 s^{0,25}$$

$$\frac{dn_{\text{ch}}^{\text{Isajet}}}{d\eta} = 4,1 \quad \text{si} \quad s \geq 1800 \text{ GeV}^2 \quad \text{et} \quad \frac{dn_{\text{ch}}^{\text{Pythia}}}{d\eta} = 0,305 s^{0,176}$$

Les figures 3.18 montrent les résultats du développement longitudinal à 10^{17} eV et à 10^{19} eV obtenus avec ces deux modèles que nous avons comparé avec des simulations de CORSIKA 6.016 utilisant le modèle QGSJet01.



(a) Proton à 10^{17} eV .

(b) Proton à 10^{19} eV.

FIG. 3.18 – Développement longitudinal du nombre d'électrons-positrons pour un proton primaire avec les modèles ISAJET, PYTHIA et QGSJet01. La couleur magenta est pour le modèle IsaJet implémenté dans CORSIKA, la couleur verte est le modèle Pythia implémenté dans CORSIKA, et la couleur bleu est le modèle QGSJet.

Il semble y avoir quelques différences. La première est la profondeur du maximum qui est légèrement plus petite ($\Delta X_{\text{max}}=50$ g) dans le cas de QGSJet que dans le cas des deux autres modèles. D'autre part, le nombre de particules au maximum est le même à 10^{17} eV tandis qu'à 10^{19} eV, QGSJet prédit plus de particules que Pythia et Isajet. Les différences peuvent s'expliquer par le fait que les multiplicités du modèle QGSJet sont plus importantes, par conséquent, les particules leaders emportent moins d'énergie, et la gerbe pénètre moins profondément dans l'atmosphère et le maximum a aussi lieu plus tôt. Cela montre que le développement longitudinal de la gerbe ne semble pas tellement modifié malgré les écarts importants des premières collisions. L'estimation de l'énergie par la fluorescence serait alors assez indépendante du modèle.

En revanche l'étude du nombre de muons au sol montre de grandes disparités entre les trois modèles. À 10^{19} eV, Isajet prédit un nombre de muons au niveau du sol (niveau d'Auger 870 g.cm^{-2}) d'environ 36×10^6 tandis que Pythia en donne de l'ordre 24×10^6 et QGSJet

en donne plus de 60×10^6 . Cela peut s'expliquer par le fait que QGSJet produit beaucoup plus de pions dans les premières interactions que les deux autres modèles. Si tel est le cas, l'estimation de l'énergie par le détecteur de surface d'Auger sensible en particulier à la composition muonique serait sans doute modifiée. L'étude est préliminaire et demande quand même un approfondissement afin de vérifier ce dernier point.

3.3.2 Distribution latérale

La distribution latérale est la répartition des densités de particules en fonction de la distance à l'axe de la gerbe. La forme de la distribution dépend de la nature du primaire et de l'angle zénithal de la gerbe. Elle fera l'objet du chapitre suivant mais il est nécessaire d'en avoir une idée générale.

La figure 3.19 représente la distribution latérale pour différentes nature de particules : photons, électrons, muons, neutrons et protons.

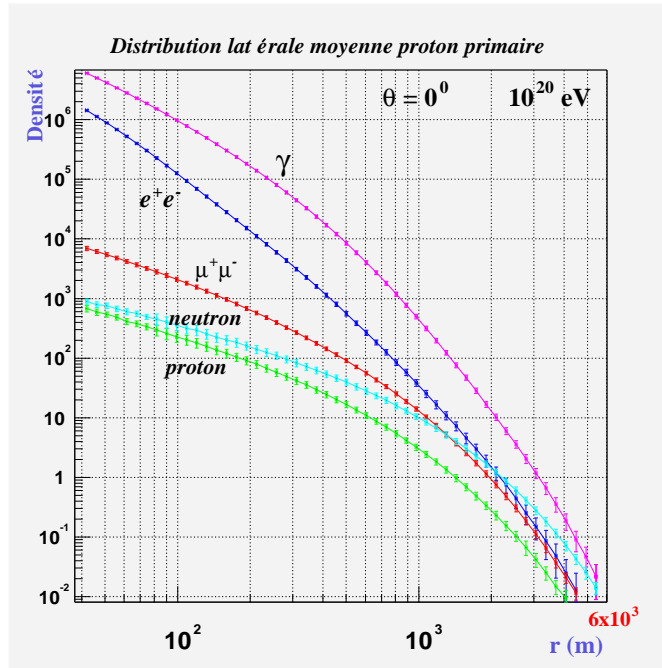


FIG. 3.19 – Distributions latérales moyennes pour un proton primaire de 10^{20} eV à 0° d'angle zénithal pour différentes natures de particules : photons (≥ 2 MeV), électrons ($e^+e^- \geq 1$ MeV), muons (≥ 300 MeV), neutrons (≥ 300 MeV) et protons (≥ 300 MeV).

Influence de l'angle zénithal :

Nous avons vu avec le profil longitudinal qu'en fonction de l'angle zénithal de la gerbe, le nombre de particules au sol était différent. La répartition spatiale est elle aussi changée. Les figures suivantes représentent les distributions latérales des électrons et des muons pour trois angles zénithaux différents : 0° , 40° et 60° . Plus l'angle est grand, plus la distribution spatiale s'aplatit : elle diminue vers le coeur et s'allonge vers les grandes distances de l'axe.

La détection des gerbes atmosphériques par un réseau de détecteurs au sol doit permettre à l'aide des signaux dans les détecteurs, reproduire la distribution latérale et

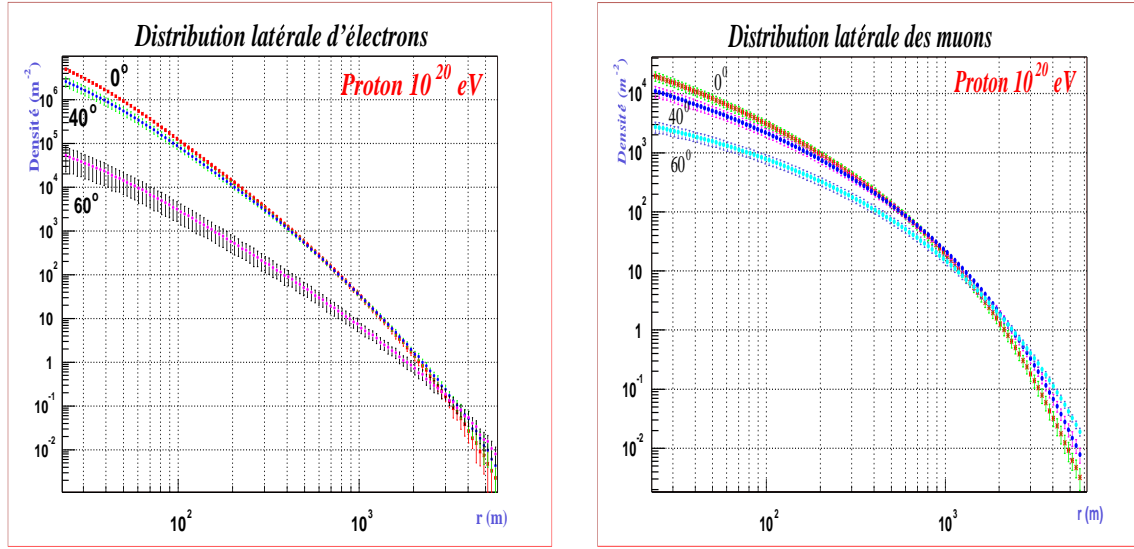
(a) électron-positrons (≥ 1 MeV).(b) muons (≥ 300 MeV).

FIG. 3.20 – *Distribution latérale moyenne pour un proton primaire à 10^{20} eV pour les angles zénithaux : 0° , 40° et 60° .*

estimer l'énergie primaire ; pour cela nous utilisons une fonction de distribution latérale qui fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 4

Fonction de Distribution latérale

4.1 Introduction

Tout d'abord précisons ce que nous entendons par **fonction de distribution latérale**. C'est une fonction qui donne une densité, de signal ou plus généralement de particules, en fonction de la distance au coeur de la gerbe (cela dépend de la nature du détecteur dont on dispose). Dans la littérature on trouve des fonctions de distribution latérale en densité de particules (nombre par mètre carré) : électrons et positrons, muons, hadrons, photons Čerenkov et énergie transportée ; le plus souvent ce sont les particules chargées, ce qui se résume en nombre principalement aux électrons et positrons. On trouve aussi de telles fonctions pour les muons.

En unité de cascades, pour les électrons ces densités sont quelques fois exprimées en nombre de particules par rayon de Molière carré. Ces fonctions précisent donc la densité du type de particules à une distance de l'axe de la gerbe.

Si l'on dispose de scintillateurs, ces fonctions peuvent être facilement utilisées puisque les scintillateurs sont sensibles au nombre de particules les traversant. Avec des détecteurs de type Čerenkov à eau, il faudrait une simulation du parcours des particules dans le détecteur car ce type de détecteur fonctionne comme un calorimètre : il est donc sensible à l'énergie déposée par chaque type de particules, à moins que l'on puisse convertir la densité de particules en densité de signal en suivant directement l'émission Čerenkov tout au long du parcours et l'absorption jusqu'au nombre de photons enregistré par chaque photomultiplicateur.

4.1.1 Caractéristiques

La distribution latérale des électrons est sûrement l'une des caractéristiques les plus importante des gerbes électromagnétiques en particulier pour évaluer l'âge des gerbes, ainsi qu'obtenir des informations sur la composition primaire et les caractéristiques des interactions à ultra-haute énergie. Rappelons que l'**âge** est le paramètre qui reflète le stade de développement de la gerbe. Il vaut 1 au maximum, inférieur à 1 avant ; la **taille** est le nombre d'électrons et de positrons au niveau d'observation ; elle va dépendre du développement de l'énergie, de l'angle et de la composition de manière générale. Mais à énergie, angle zénithal et primaire fixés, la taille varie de gerbe à gerbe par son développement : le nombre de particules est croissant avant le maximum, et décroissant après, dans la phase

d'absorption. Une interaction à plus haute altitude se traduit par une absorption totale plus importante, de même qu'un nombre de collisions hadroniques plus élevé. À chaque âge longitudinal correspond un profil particulier de la fonction de structure, c'est-à-dire de la distribution spatiale des particules au sol.

Les deux paramètres âge et taille sont estimés en utilisant la distribution latérale des électrons. Il est donc important de connaître la forme analytique de la fonction de structure afin de bien décrire la distribution latérale. L'incertitude sur la forme analytique correcte est facilement démontrée par les nombreuses variétés de fonction qui ont été proposées. La plus connue, et sans doute la plus utilisée dans sa forme, est la fonction de Nishimura-Kamata-Greisen (NKG). Cependant, il semblerait que les âges expérimentaux trouvés sont plus petits que ceux attendus [85, 86, 87, 88]. D'autres auteurs trouvèrent qu'il n'était pas possible d'ajuster une fonction de type NKG avec un seul paramètre d'âge, aux distributions latérales expérimentales à de grandes distances de l'axe.

4.1.2 Fonction NKG

Les fonctions de structure $f(x)$ de la théorie de la cascade à 3 dimensions, généralement normalisées de telle manière que $\int_0^\infty 2\pi x f(x) dx = 1$ ($x=r/r_M, r_M$ rayon de Molière), sont liées à la densité d'électrons $\Delta_e(r)$ par $\Delta_e(r) = N_e f(x)/r_M^2$. Les distributions latérales et les fonctions de structure sont parfois exprimées en unité de cascade (longueur de radiation et rayon de Molière pour les déplacements longitudinaux et latéraux, carré du rayon de Molière pour l'unité de surface). Dans ces conditions, les fonctions de structure (densités normalisées) prennent des formes mathématiques particulièrement simples. Le rayon de Molière est l'unité de déplacement latéral correspondant à X_0 , la longueur de radiation découlant de la diffusion coulombienne multiple. En fonction de l'énergie de diffusion $E_s = \sqrt{4\pi/\alpha m_e c^2} = 21$ MeV, le rayon de Molière s'écrit :

$$r_M = \frac{E_s}{E_c} X_0$$

et est de l'ordre de $9,5 \text{ g.cm}^{-2}$ dans l'air, soit 80 m au niveau de la mer (97,2 m au niveau d'Auger). Les formes analytiques des résultats numériques des solutions des équations de diffusion ou des Monte Carlo peuvent être classées chronologiquement de la manière suivante :

$$f(x) = 0.45(1/x + 4) \exp(-4x^{2/3}) \quad (4.1)$$

$$= c(s)x^{s-2}(x+1)^{s-4.5} \quad (4.2)$$

La première équation citée par Williams établie par Bethe, provenait de la théorie de Molière pour de petites valeurs de x et pour $s = 1$. Cette forme fut généralisée par Nishimura et Kamata en utilisant les valeurs des solutions des équations de transport (via les transformations de Mellin, de Hankel dans le plan complexe et l'approximation du point-selle (cf. chap. 3)). Le résultat est la fonction NKG. Elle est constituée de deux termes en loi de puissance représentant les tendances asymptotiques (près et loin de l'axe), avec une normalisation :

$$c(s) = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \quad (4.3)$$

La situation expérimentale semble plus complexe et des corrections telle que l'introduction d'un nouvel argument $x = r/k r_M$, où k est un facteur visant à réduire le rayon de Molière, ou bien celle d'un paramètre d'âge local $s(r)$ gênant la normalisation de la fonction de structure.

4.1.3 Motivations

Proposer une nouvelle fonction de distribution latérale a été motivé par le fait que les fonctions de type fonction NKG ont deux régimes de décroissance caractérisé par les deux tendances asymptotiques, l'une près de l'axe ($x \rightarrow 0$) et l'autre loin de l'axe ($x \rightarrow \infty$). La fonction hypergéométrique, plus générale que la fonction NKG (elle la contient) offre plus de flexibilité avec un troisième terme, et garde la normalisation.

La fonction hypergéométrique est de la forme :

$$f(x) = C_{\text{Norm}} x^{-a} (1+x)^{-b} (1+dx)^{-c} \quad (4.4)$$

Nous expliciterons le coefficient de normalisation plus tard. En fait, ce type de fonctions (avec trois exposants) est déjà apparu. Cette fonction a déjà été proposée [89] avec une autre paramétrisation. Une fonction proche a été utilisée à AGASA avec une normalisation approximative du fait du rajout du troisième terme.

Fonction d'AGASA 1 [90] :

$$\rho(r) = N_e C_e x^{-\alpha} (1+x)^{-(\eta-\alpha)} \left(1 + \frac{r}{2000m}\right)^{-0,5} \quad (4.5)$$

avec le coefficient de normalisation :

$$C_e = \frac{\Gamma(\eta - \alpha)}{2\pi\Gamma(2 - \alpha)\Gamma(\eta - 2)} \frac{1}{r_M^2} \quad (4.6)$$

et le paramètre $\eta = 3,80 \pm 0,05 + (0,10 \pm 0,005) \log(N_e/10^9)$. Une autre fonction similaire existe avec une autre paramétrisation. Par contre citons, la fonction dite d'Akeno [91], qui contient le paramètre d'âge s .

$$\rho(r) = N_e C_A \{x(x+1)\}^{s-2} (x+1)^{-2,5} (1+0,2x^{1,3}) \quad (4.7)$$

avec comme coefficient de normalisation :

$$C_A = \frac{1}{2\pi r_M^2 C_0}, C_0 = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \quad (4.8)$$

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{\Gamma(4,5-s)}{\Gamma(s)\Gamma(4,5-2s)} \\ C_2 &= \frac{\Gamma(4,5-s)}{\Gamma(2,3)\Gamma(3,2-2s)} \end{aligned}$$

Pour Akeno, le rayon de Molière vaut 91,6 mètres. Cette fonction qui est la somme de deux fonctions de type NKG est utilisée jusqu'à 10^{18} eV.

4.2 La Fonction hypergéométrique

Ce type de fonctions dérive des fonctions d'Euler. Nous utiliserons par la suite la fonction Gamma :

$$\Gamma(x) = \int_0^\infty e^{-t} t^{x-1} dt$$

avec sa propriété caractéristique :

$$\Gamma(n+a) = \frac{1}{n+a} \Gamma(n+a+1)$$

dont nous aurons besoin par la suite.

Nous partons ainsi de la fonction hypergéométrique :

$$f(x) = C_e x^{-\alpha} (1+x)^{-(\eta-\alpha)} (1+d.x)^{-\beta}$$

avec l'expression du coefficient C_e suivante :

$$C_e = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma(\beta + \eta - \alpha)}{\Gamma(2 - \alpha) \Gamma(\beta + \eta - 2)} \frac{1}{F_{HG}(\beta, 2 - \alpha, \beta + \eta - \alpha; 1 - d)}$$

et l'expression de la série hypergéométrique F_{HG} :

$$F_{HG}(a, b, c; z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(a)_n (b)_n}{(c)_n n!} z^n$$

Et $(a)_n$:

$$(a)_n = \frac{\Gamma(a+n)}{\Gamma(a)} = \prod_{i=1}^n (n+a-i).$$

On peut réécrire la série de la façon suivante :

$$F_{HG}(a, b, c; z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\prod_{i=1}^n (n+a-i) \prod_{j=1}^n (n+b-j)}{\prod_{k=1}^n (n+c-k) n!} z^n$$

La même fonction s'écrit en introduisant le paramètre d'âge (comme nous l'avons vu pour NKG) :

$$f(x) = g(s) x^{s-a} (1+x)^{(s-b)} (1+d.x)^{-c} \quad (4.9)$$

avec l'expression du coefficient $g(s)$ suivante :

$$g(s) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma(c+b-s)}{\Gamma(s-a+2) \Gamma(c-2s+b+a-2)} \frac{1}{F_{HG}}$$

Entre les deux formes proposées, l'identification terme à terme conduit à :

$$-\alpha = s - a$$

$$-(\eta - \alpha) = s - b$$

$$-\beta = -c$$

d'où on obtient :

$$a = s + \alpha$$

$$b = s + \eta - \alpha$$

$$c = \beta$$

4.3 Ajustement aux distributions de Corsika

Maintenant que nous avons explicité la forme de la fonction que nous proposons, voyons si elle permet de reproduire les distributions latérales de la simulation.

Nous avons simulé des gerbes avec le programme CORSIKA 6.016 avec le modèle QGSJet01 à l'altitude du site d'Auger (870 g.cm⁻², 1452 m), pour des protons et des noyaux de fer primaires à différents angles et différentes énergies.

Nous avons ajusté avec MINUIT les paramètres de la fonction sur les distributions que donnaient CORSIKA. La forme utilisée est 4.9. L'âge longitudinal est introduit dans la fonction de distribution latérale pour que l'ajustement moyen des coefficients a , b , c restitue une correspondance directe entre profil latéral et âge longitudinal.

Les angles simulés sont de 0 à 60 degrés par pas de 10°. Les énergies sont 5×10^{18} eV, 10^{19} eV, 5×10^{19} eV et 10^{20} eV.

Les gerbes sont simulées par lots de 40 ; les distributions latérales moyennes sont calculées et utilisées pour la minimisation. Le *thinning*¹ [92] utilisé est de 10^{-6} optimisé. Le seuil des particules est de 300 MeV pour les hadrons, 75 MeV pour les muons, 250 keV pour les électrons et 1 MeV pour les photons. Il faut rappeler qu'une gerbe prend environ un quinzaine d'heures de temps de calcul au centre de calcul de Lyon et que les fichiers résultants font de l'ordre de 600 Mo par gerbe en moyenne (cela varie avec l'énergie).

Dans la suite, je présenterai les résultats et la méthode d'ajustement pour un proton primaire. Cette méthode a été aussi appliquée pour un noyau de fer primaire et les résultats sont montrés en annexe.

4.3.1 Distribution latérale des électrons

La description analytique utilisée est 4.9. Il y a 5 paramètres à ajuster : a , b , c , r_0 , et r_1 . Le paramètre d est en réalité le rapport entre r_0 et r_1 . x est une variable réduite : r/r_0 , où r_0 n'est plus le rayon de Molière comme dans la fonction NKG.

Nous avons minimisé la fonction :

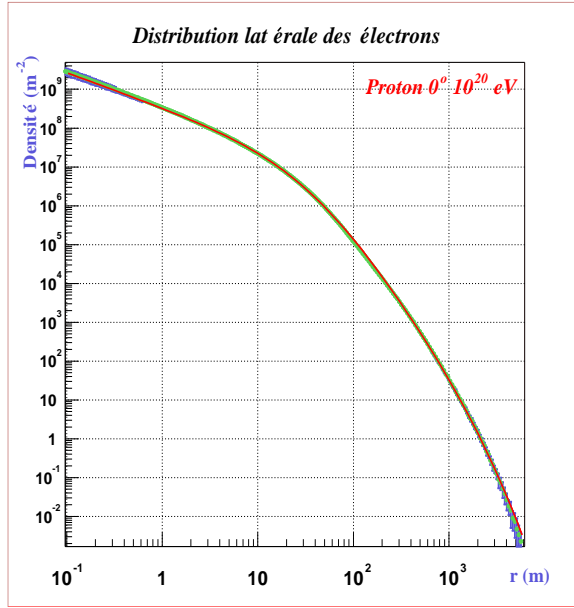
$$f = \sum_i^n r^2 \times \frac{(\rho_i^{\text{MC}}(r) - \rho_i^{\text{hg}}(r))^2}{\rho_i^{\text{MC}}(r)} \quad (4.10)$$

où r est la distance à l'axe de la gerbe, $\rho_i^{\text{MC}}(r)$ est la densité donnée par la simulation à la distance r , et $\rho_i^{\text{hg}}(r)$ est la densité calculée par la fonction hypergéométrique. Le facteur r^2 placé devant sert à donner plus de poids aux faibles densités, car l'intervalle de distance balayé est grand (entre 10 cm et 6 km) ; les densités sont extrêmement élevées près du coeur donnant un grand poids statistique. Elles interviennent par les conditions de normalisation sur l'évolution de l'ajustement. L'âge et la taille interviennent dans le calcul de la densité $\rho_i^{\text{hg}}(r)$.

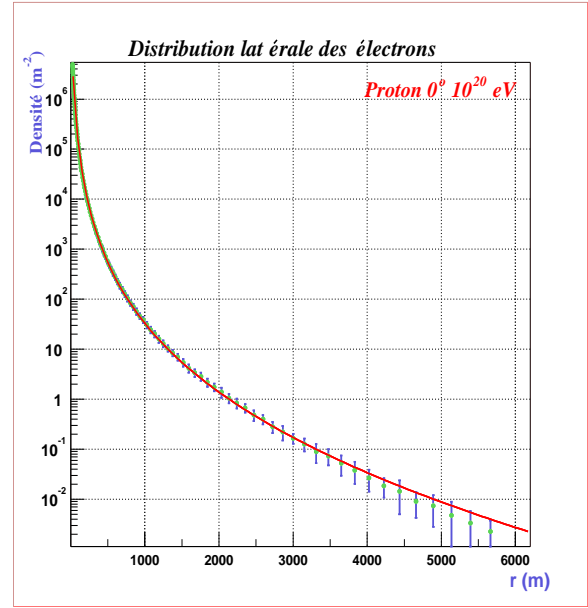
L'ajustement est réalisé simultanément, sur les distributions moyennes (\bar{s} , et \bar{N}_e fixés) à θ fixé, mais sur les différentes énergies ; c'est-à-dire par exemple, on se place à $\theta=0^\circ$, et l'on ajuste avec Minuit les paramètres de la fonction hypergéométrique pour toutes les énergies citées en même temps. Nous verrons par la suite que cela ne pose pas de véritables problèmes.

Les courbes suivantes montrent les résultats pour 0° et 50° , à 10^{19} et 10^{20} eV. Les figures sont groupées par deux pour montrer la partie près de l'axe (échelle log-log) et la partie loin de l'axe (échelle lin-log). Les barres d'erreur sont données à 1σ .

1. Algorithme utilisé afin de pouvoir simuler au-delà de 10^7 GeV (voir référence dans le texte)

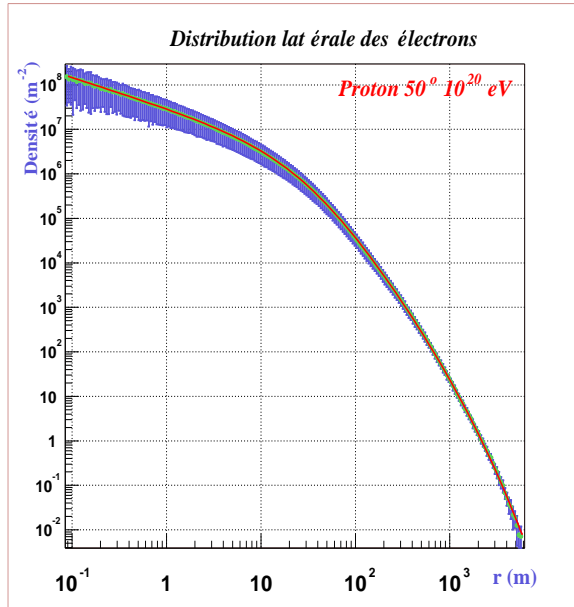


(a)

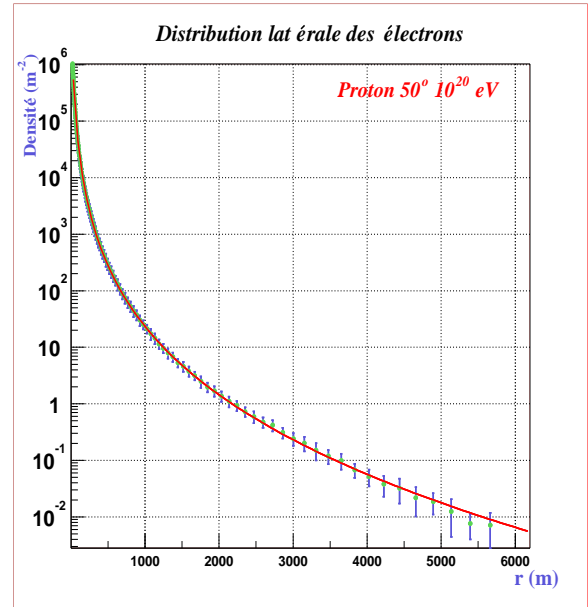


(b)

FIG. 4.1 – Ajustement sur la distribution latérale électronique d'un proton primaire d'angle zénithal de 0° et de 10^{20} eV.

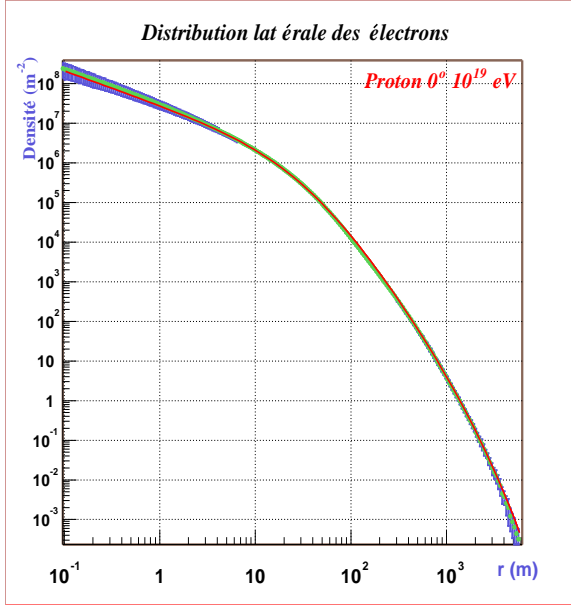


(a)

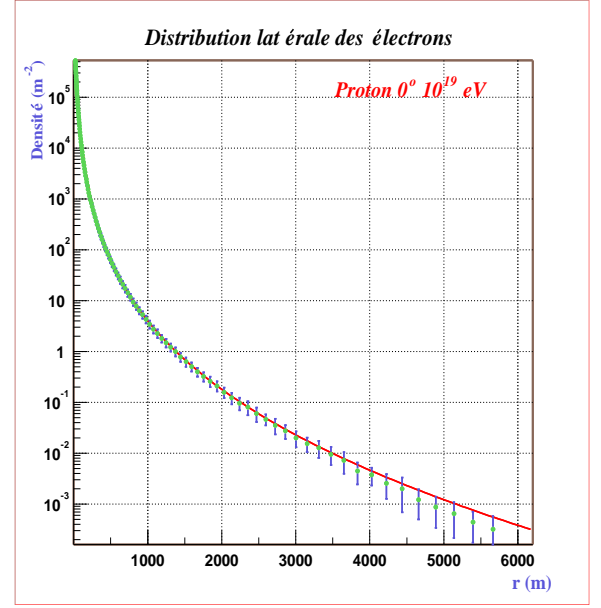


(b)

FIG. 4.2 – Ajustement sur la distribution latérale électronique d'un proton primaire d'angle zénithal de 50° , à 10^{20} eV.

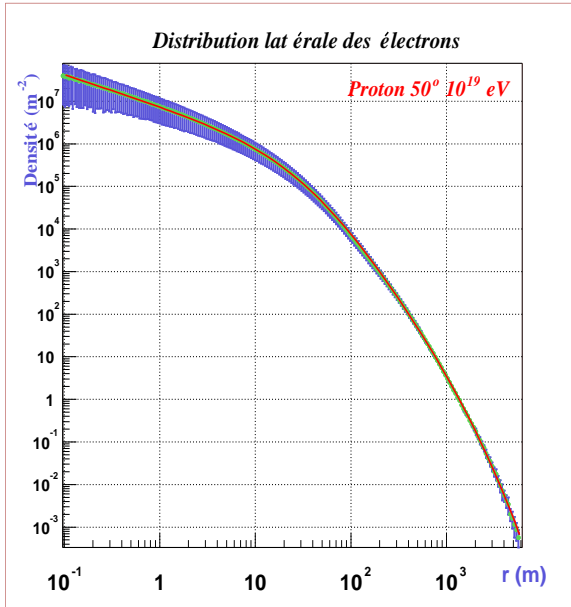


(a)

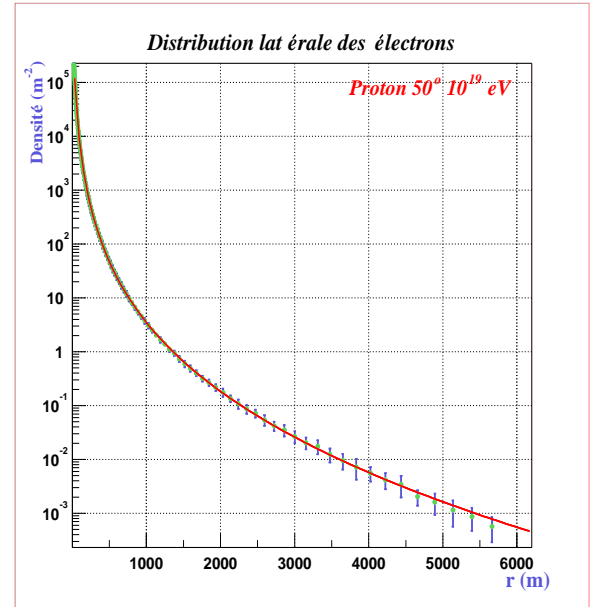


(b)

FIG. 4.3 – Ajustement sur la distribution latérale électronique d'un proton primaire d'angle zénithal de 0° , à 10^{19} eV.



(a)



(b)

FIG. 4.4 – Ajustement sur la distribution latérale électronique d'un proton primaire d'angle zénithal de 50° , à 10^{19} eV.

L'énergie et la nature de la particule primaire de la gerbe ne sont pas connues. En revanche l'angle zénithal est déterminé expérimentalement et il est intéressant de paramétrer la fonction de distribution latérale en fonction de θ pour être plus précis. Nous avons procédé ainsi pour les angles entre 0 et 60 degrés ; et finalement, nous avons obtenu un ensemble de coefficients a , b , c , r_0 et r_1 pour chaque angle ($\leq 60^\circ$). Nous avons alors cherché à ajuster des fonctions pour avoir à un angle quelconque les coefficients de la fonction. Ces fonctions sont choisies de manière empirique.

Voici les paramétrisations trouvées (θ est exprimé en radian) :

$$a = -0,049 \times \tan^4(\theta) + 0,105 \times \tan^3(\theta) - 0,108 \times \tan^2(\theta) + 0,106 \times \tan(\theta) + 1,919$$

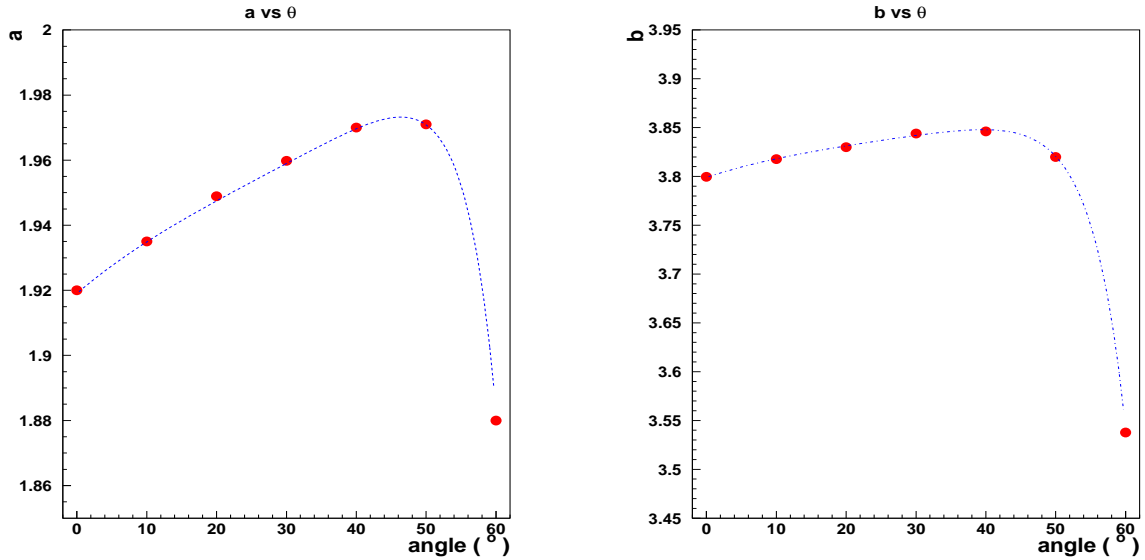
$$b = -0,116 \times \tan^4(\theta) + 0,218 \times \tan^3(\theta) - 0,194 \times \tan^2(\theta) + 0,136 \times \tan(\theta) + 3,799$$

$$c = -18,57 \times \theta^4 + 54,36 \times \theta^3 - 57,127 \times \theta^2 + 18,05 \times \theta + 7,707$$

$$r_0 = -6,37 \times \tan^3(\theta) + 8 \times \tan^2(\theta) - 3,74 \times \tan(\theta) + 36,8$$

$$r_1 = -53707,4 \times \theta^4 + 148290,9 \times \theta^3 - 134976,2 \times \theta^2 + 36566,2 \times \theta + 10764,3$$

Les courbes suivantes montrent l'évolution des coefficients en fonction de l'angle d'incidence du primaire, et les fonctions explicitées ci-dessus. Les erreurs sont toujours au moins

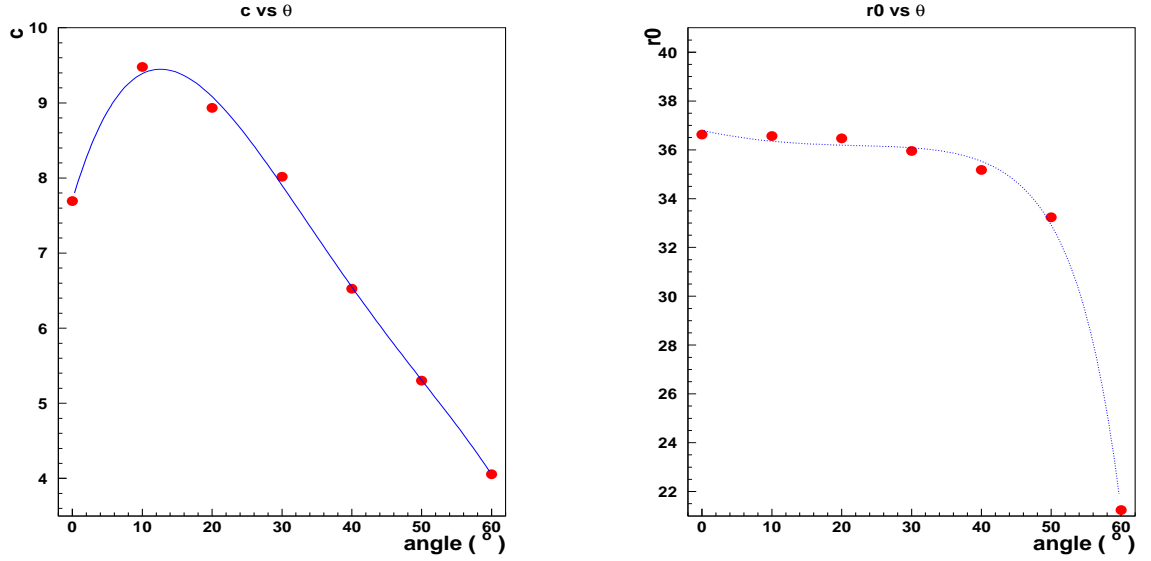
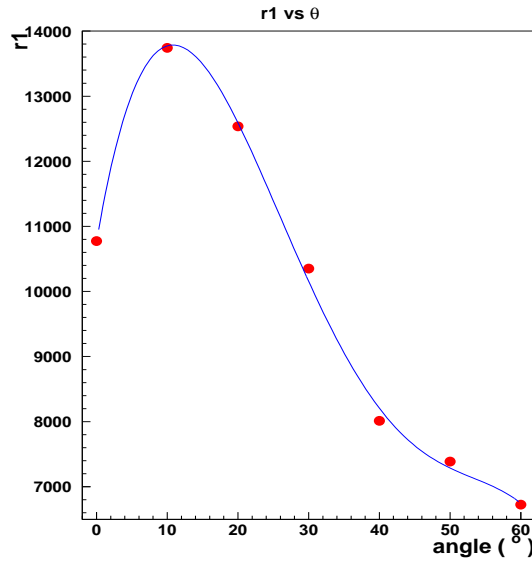


(a) Évolution du paramètre a en fonction de θ .

(b) Évolution du paramètre b en fonction de θ .

FIG. 4.5 – Évolution des paramètres a et b en fonction de θ .

d'un ordre de grandeur inférieur à la valeur du paramètre que l'on cherche à ajuster.

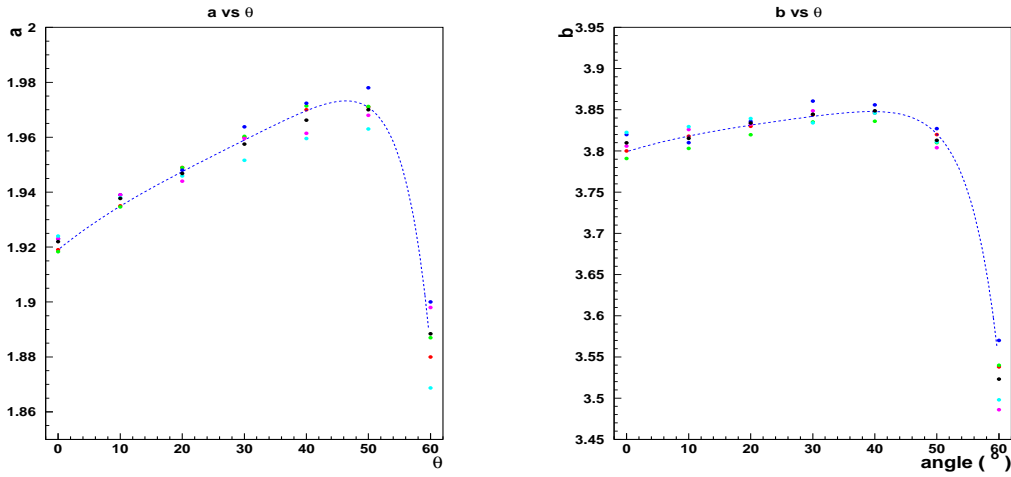
(a) Évolution du paramètre c en fonction de θ .(b) Évolution du paramètre r_0 en fonction de θ .FIG. 4.6 – Évolution des paramètres c et r_0 en fonction de θ .FIG. 4.7 – Évolution du paramètre r_1 en fonction de θ .

Dépendance en énergie

Comme nous l'avons dit précédemment, l'ajustement est fait sur plusieurs distributions latérales simultanément correspondant à différentes énergies. Afin de vérifier, la non dépendance des coefficients en fonction de l'énergie, nous avons recommencé l'ajustement des paramètres à θ fixé et à énergie fixée.

Les figures 4.8, 4.9 et 4.10 résument les résultats trouvés.

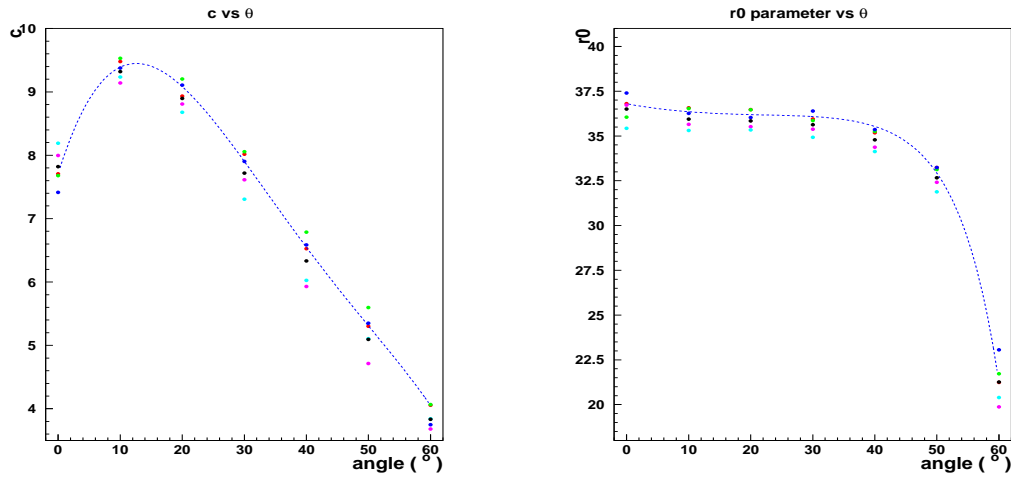
Les points rouges correspondent aux valeurs trouvées précédemment, les points verts correspondent à 10^{20} eV, en bleu foncé à 5×10^{19} eV, la couleur magenta pour 10^{19} eV, et bleu turquoise pour 5×10^{18} eV. Les points noirs correspondent à la moyenne des points à chaque énergie (moyenne de 10^{20} eV, 5×10^{19} eV, 10^{19} eV et 5×10^{18} eV) ; Ces points sont proches de ceux trouvés en faisant un ajustement simultané sur plusieurs énergies. La dispersion est peu importante, et il ne semble pas y avoir une corrélation forte avec l'énergie. L'autre point important à vérifier, est l'impact sur la distribution latérale. Ce que nous allons voir maintenant. Nous appellerons "paramètres moyens", ceux ajustés simultanément sur toutes les énergies. À 30° , la dispersion semble la plus importante, et



(a) Évolution du paramètre a en fonction de θ , et pour les différentes énergies.

(b) Évolution du paramètre b en fonction de θ , et pour les différentes énergies.

FIG. 4.8 – Évolution des paramètres a et b en fonction de θ . (voir texte)



(a) Évolution du paramètre c en fonction de θ , et pour les différentes énergies.

(b) Évolution du paramètre r_0 en fonction de θ , et pour les différentes énergies.

FIG. 4.9 – Évolution des paramètres c et r_0 en fonction de θ . (voir texte)

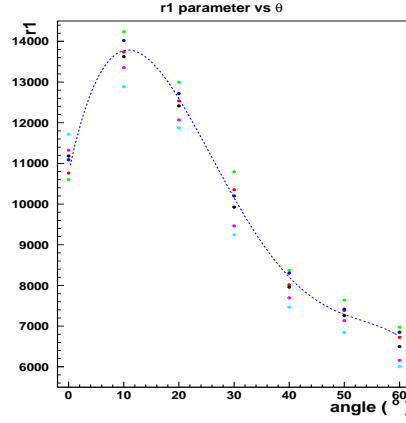


FIG. 4.10 – Évolution du paramètre r_1 en fonction de θ , et pour les différentes énergies. (voir texte)

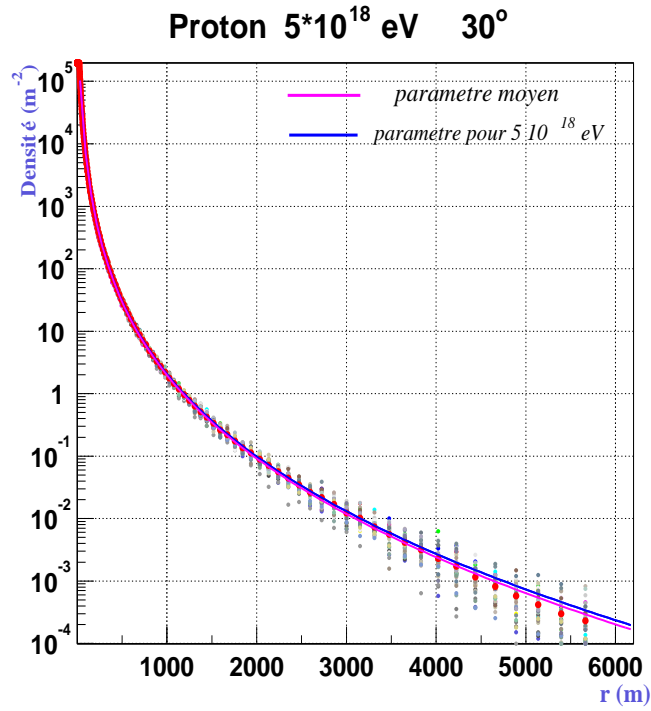


FIG. 4.11 – Écart entre la fonction calculée avec le jeu de paramètres moyens et celle calculée avec ceux trouvés à énergie fixée. Gerbe de proton à 5×10^{18} eV et 30° .

nous pouvons vérifier le peu d'effet que cela engendre sur la fonction. Nous avons fait le test à 5×10^{18} eV et 30° (FIG.4.11).

Gerbe individuelle

Jusqu'à présent, nous avons travaillé avec les gerbes moyennes (distributions latérales moyennées sur les 40 gerbes à θ fixé et énergie fixée) sur lesquelles nous avons ajusté les paramètres pour chaque angle (et énergie). Les valeurs de la taille électronique et de l'âge nous sont données par la simulation.

Si la fonction donne les résultats escomptés, par la donnée de l'âge et de la taille d'une gerbe individuelle, la fonction avec les paramètres trouvés précédemment, devrait bien représenter la distribution latérale de cette gerbe. C'est-à-dire, que la fonction s'ajuste aux fluctuations de gerbe à gerbe à travers les paramètres âge et taille. Nous avons repris les gerbes une à une et nous y avons introduit les valeurs de l'âge et de la taille qui leur correspondaient. Un exemple est montré sur la figure 4.12. La gerbe présentée n'a pas fait partie de l'échantillon utilisé pour faire les ajustements.

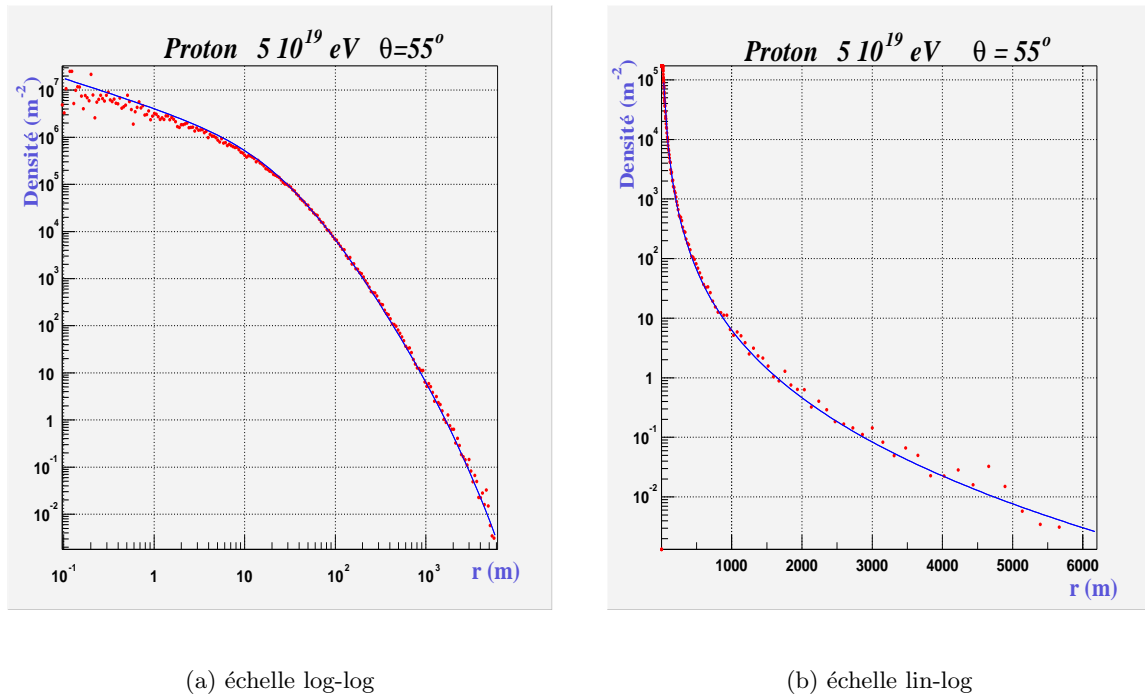


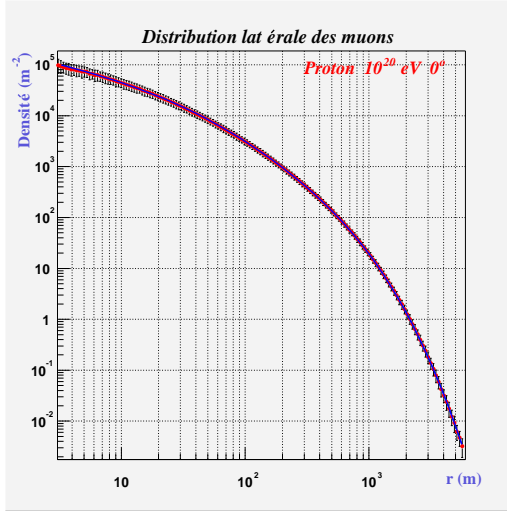
FIG. 4.12 – Vérification sur la distribution latérale électronique d'un proton primaire d'angle zénithal de 55°, à 5×10^{19} eV. Les paramètres de la gerbe, pris de la simulation, sont $\log N_e = 9,276$ et l'âge $s = 1,339$.

4.3.2 Distribution latérale des muons

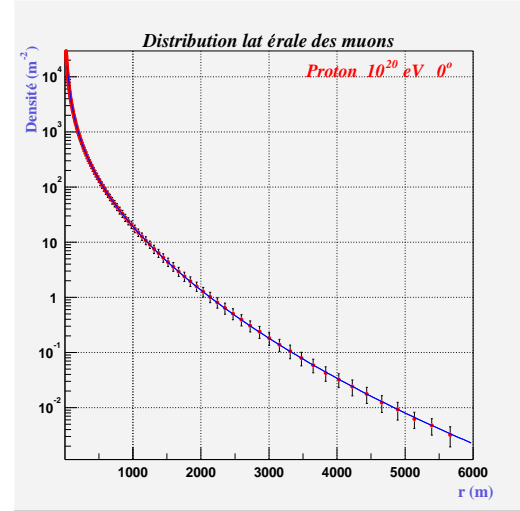
Nous voulons aussi ajuster une fonction à la distribution latérale des muons, plus stable que celle des électrons. Au départ une fonction de type NKG a été choisie mais elle ne s'adapte pas assez bien à la forme de la distribution. À nouveau, la fonction hypergéométrique semble plus apte à s'ajuster au profil des muons.

Nous avons réitéré la méthode précédente avec la même fonction de minimisation que pour les électrons.

Par contre, dans le cas des muons, le seul paramètre tiré de la simulation est la taille muonique. Il n'y a pas d'âge pour les muons. Notons au passage, qu'il serait peut être

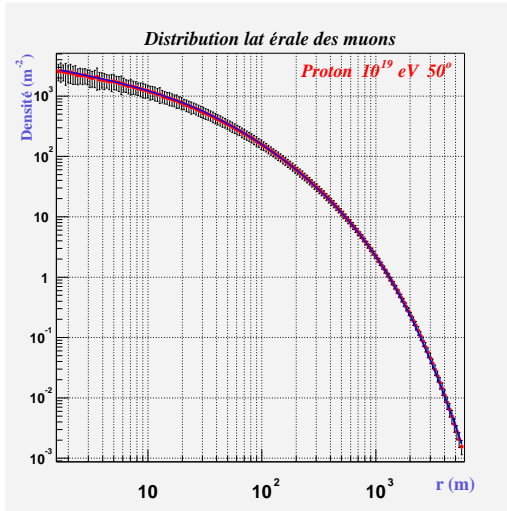


(a) échelle log-log

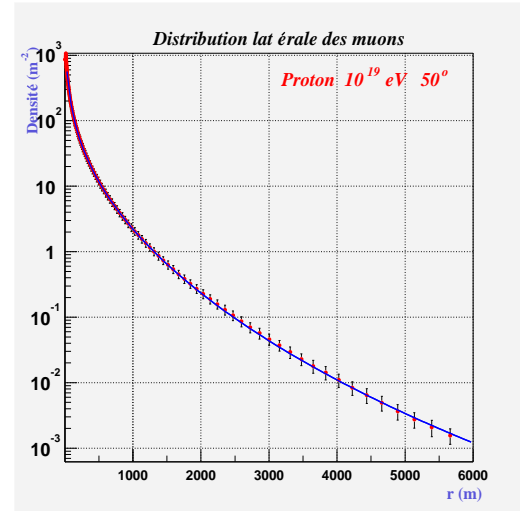


(b) échelle lin-log

FIG. 4.13 – Résultat de l’ajustement sur la distribution latérale moyenne (40 gerbes) d’un proton primaire d’énergie 10^{20} eV et d’angle zénithal de 0° . La valeur de la taille moyenne muonique est : $6,78 \times 10^8$ muons au niveau d’observation. Les barres d’erreur sont données à 1σ .



(a) échelle log-log



(b) échelle lin-log

FIG. 4.14 – Résultat de l’ajustement sur la distribution latérale moyenne (40 gerbes) d’un proton primaire d’énergie 10^{19} eV et d’angle zénithal de 50° . La valeur de la taille moyenne muonique est : $4,66 \times 10^7$ muons au niveau d’observation. Les barres d’erreur sont données à 1σ .

judicieux d’en définir un dans le cas d’un approfondissement de la méthode. En effet, le

couple *âge-taille* est responsable de la forme de la distribution, il y a une corrélation entre l'âge et la taille pour les électrons. Dans le cas des muons, nous allons uniquement nous intéresser à la distribution moyenne. D'autre part, les fluctuations de la densité de muons près du cœur ($r < 2$ m) nous obligent à faire un ajustement entre 3 m et 6 km (au lieu de 10 cm-6 km). Cependant la forme de la fonction ne change pas en-dessous de cette distance.

Les courbes 4.13 et 4.14 (page précédente) montrent les résultats des ajustements de la fonction sur la distribution moyenne.

Nous obtenons un nouvel ensemble de paramètres à chaque angle, et nous cherchons à ajuster des fonctions afin d'avoir les valeurs des paramètres à tous les angles. De même que pour les électrons, ces fonctions sont obtenues de manière empiriques. Voici les paramétrisations obtenues (θ est exprimé en radian) :

$$\alpha = 0,1246 \times \tan^3(\theta) - 0,4527 \times \tan^2(\theta) + 0,174 \times \tan(\theta) + 0,533$$

$$\eta = -0,623 \times \theta^3 + 0,247 \times \theta^2 - 0,079 \times \theta + 1,64$$

$$\beta = 2,51 \times \tan^5(\theta) - 5,66 \times \tan^4(\theta) + 1,38 \times \tan^3(\theta) - 0,53 \times \tan^2(\theta) + 0,53 \times \tan(\theta) + 11,1 \quad \text{si } \theta \leq 40^\circ$$

$$\beta = 2,685 \times \tan^2(\theta) - 11,854 \times \tan(\theta) + 18,25 \quad \text{si } \theta > 40^\circ$$

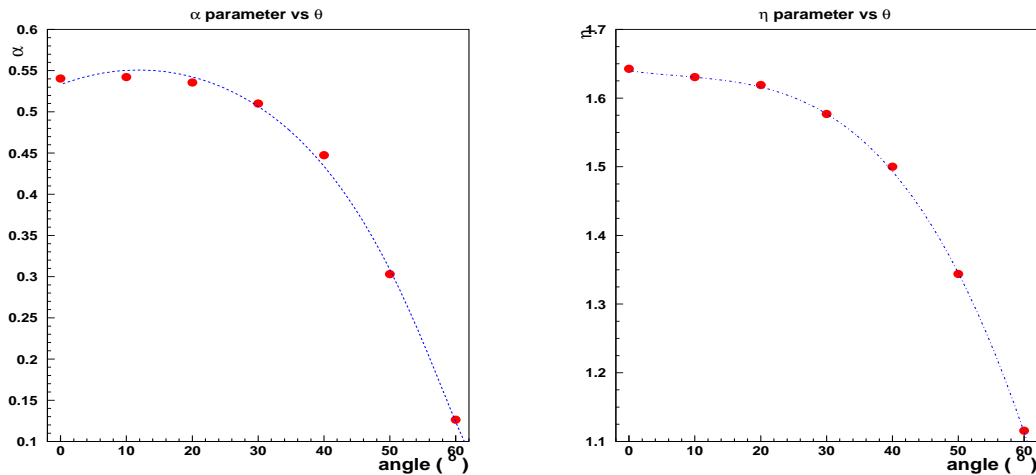
$$r_0 = -6,722 \times \tan^2(\theta) + 13,24 \times \tan(\theta) + 32,53 \quad \text{si } \theta \leq 40^\circ$$

$$r_0 = -30,05 \times \theta^2 + 11,16 \times \theta + 45,65 \quad \text{si } \theta > 40^\circ$$

$$r_1 = 3499,5 \times \tan^4(\theta) - 10364,9 \times \tan^3(\theta) + 6597,2 \times \tan^2(\theta) - 205,2 \times \tan(\theta) + 5738,5 \quad \text{si } \theta \leq 40^\circ$$

$$r_1 = -1101,4 \times \theta^2 - 6804,7 \times \theta + 11146,7 \quad \text{si } \theta > 40^\circ$$

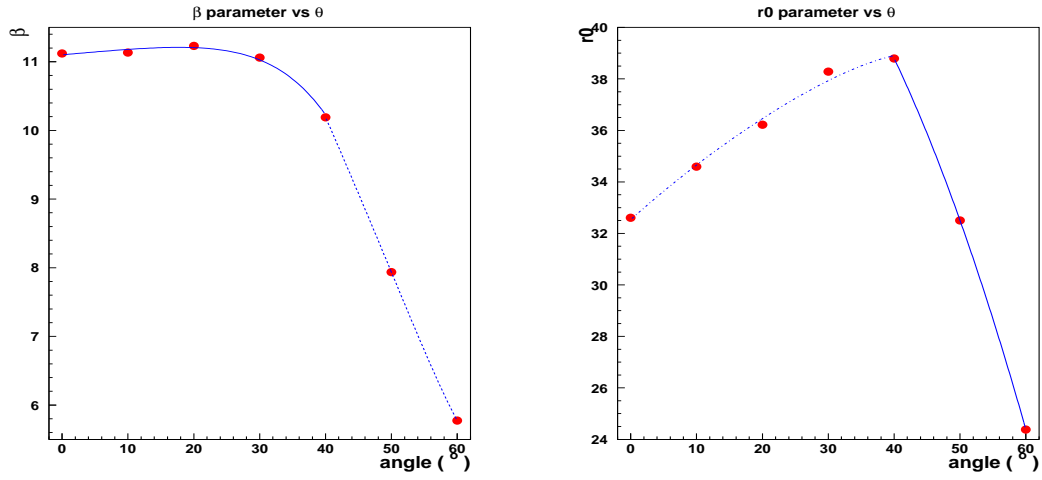
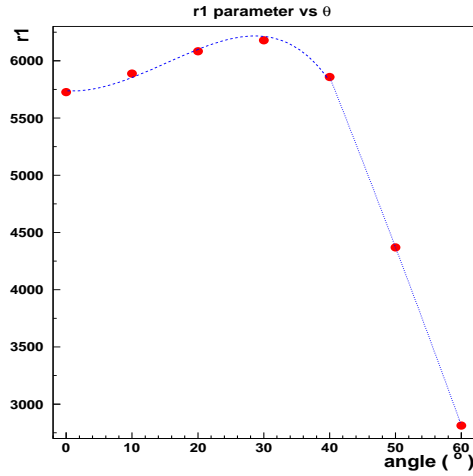
Et les évolutions de chacun des paramètres en fonction de l'angle zénithal : 2



(a) Évolution du paramètre a en fonction de θ .

(b) Évolution du paramètre b en fonction de θ .

FIG. 4.15 – Évolution des paramètres a et b en fonction de θ .

(a) Évolution du paramètre r_0 en fonction de θ .(b) Évolution du paramètre r_0 en fonction de θ .FIG. 4.16 – Évolution des paramètres c et r_0 en fonction de θ .FIG. 4.17 – Évolution du paramètre r_1 en fonction de θ .

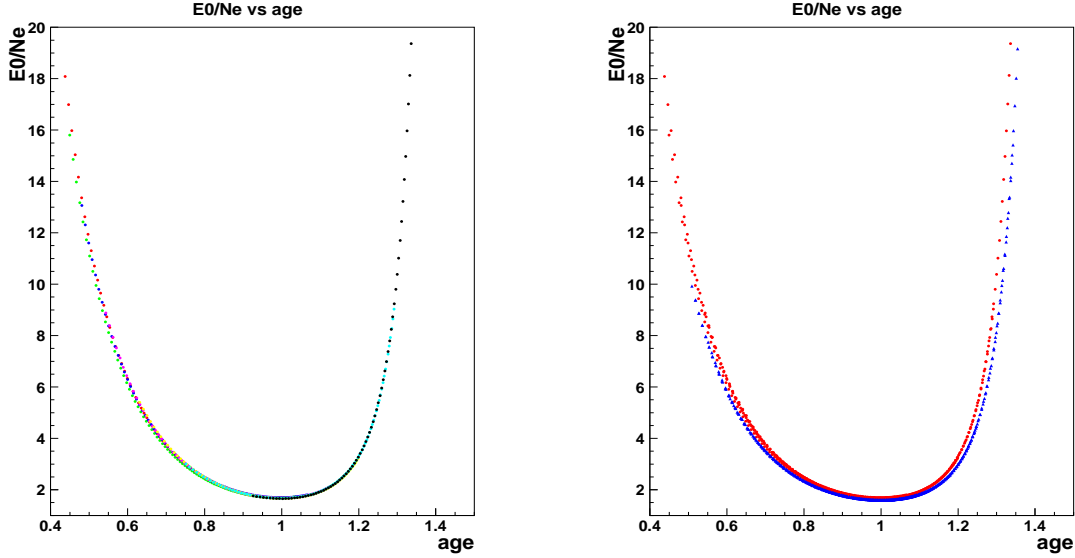
4.4 Accès à l'énergie primaire

4.4.1 Corrélation énergie primaire, âge et taille

Dans la théorie de la cascade électromagnétique, le nombre de particules produites dépend de l'énergie, et du stade de développement de la gerbe (par définition de l'âge). Nous avons alors recherché si l'on pouvait obtenir une relation directe entre ces trois paramètres. Nous avons porté la distribution des points E_0/N_e en fonction de l'âge s . La figure 4.18(a) représente le rapport entre l'énergie primaire et le nombre de particules en fonction de l'épaisseur d'atmosphère traversée, c'est-à-dire de l'âge du développement de

la gerbe. Nous avons coupé à 375 g.cm^{-2} (après le début de la cascade), ce qui correspond à un âge d'environ 0,47. Les différentes couleurs correspondent à des profils longitudinaux d'angle d'incidence du proton primaire différents (de 0° à 60°).

Sur la figure 4.18(b) nous avons superposé la même corrélation dans le cas d'un proton primaire (points rouges) et d'un noyau de fer primaire (triangles bleus) de 10^{20} eV . Par ailleurs, différents angle zénithaux sont inclus.



(a) Corrélation E_0/N_e en fonction de l'âge s pour un proton primaire de 10^{20} eV . Les différentes couleurs représentent différents angles zénithaux, afin de balayer le plus grand intervalle d'âge possible.

(b) Corrélation E_0/N_e en fonction de l'âge s pour un proton (points rouges) et pour un noyau de fer (triangles bleus) de 10^{20} eV .

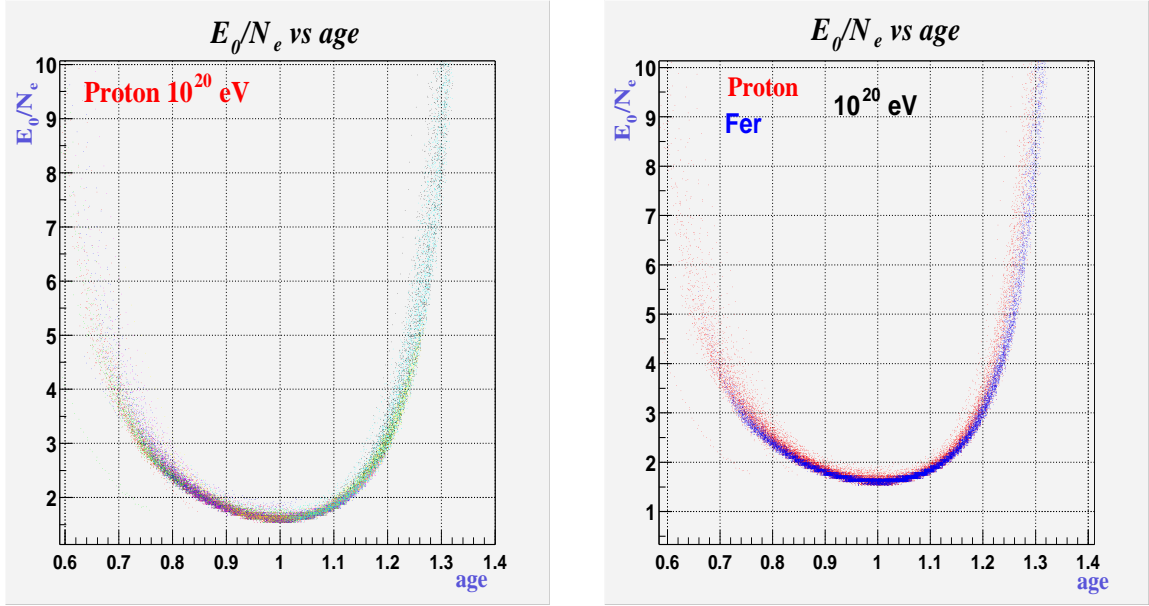
FIG. 4.18 – Corrélation E_0/N_e en fonction de l'âge s pour un proton et un noyau de fer primaire de 10^{20} eV .

Cette corrélation a été établie sur les valeurs moyennes de la taille, et de la gerbe sur les lots de 40 gerbes à chaque énergie et chaque angle. La situation pour les gerbes individuelles n'est pas aussi lisse que cette courbe, néanmoins, la distribution des points reproduit bien la forme (FIG.4.19). Cette corrélation a déjà été observée aux énergies d'environ 10^6 GeV par Capdevielle et al. en 1993.

La donnée de la taille et l'âge nous permet d'avoir accès à l'énergie primaire. L'estimation de ces deux paramètres doit donc être la meilleure possible. Quelques descriptions analytiques de la corrélation sont données plus loin (équations 4.11 et 4.12). Cette corrélation peut être exploitée pour mieux déterminer l'énergie en fonction de s tiré du profil latéral et en remplaçant N_e par $\Delta(600)$ ou $\Delta(1000)$.

4.4.2 Conversion densité - Vertical Équivalent Muon (VEM)

Nous allons aborder maintenant un point délicat. Nous venons de montrer que la fonction proposée s'ajuste bien aux distributions latérales de densités de particules de la



(a) Corrélation E_0/N_e en fonction de l'âge s pour un proton primaire de 10^{20} eV. Les différentes couleurs représentent différents angles zénithaux, afin de balayer le plus grand intervalle d'âge possible. Pour chaque couleur les 40 gerbes sont représentées.

(b) Corrélation E_0/N_e en fonction de l'âge s pour un proton (points rouges) et pour un noyau de fer (triangles bleus) de 10^{20} eV. Pour chacun des angles les 40 gerbes sont représentées.

FIG. 4.19 – Corrélation E_0/N_e en fonction de l'âge s pour les gerbes individuelles, pour un proton et un noyau de fer primaire de 10^{20} eV.

simulation (avec le modèle QGSJet01), aussi bien pour les électrons que pour les muons. Dans le cas de l'expérience Auger, les détecteurs de surface sont des cuves Čerenkov. Le signal de référence est le Vertical Equivalent Muon (VEM) (cf. chap.2), signal laissé dans la cuve par un muon traversant verticalement les 1,2 m d'eau de la cuve et centré. Il va donc être nécessaire de convertir la densité électronique et muonique en VEM.

La fonction de distribution latérale sera alors de la forme :

$$\rho(r) = \phi_1(r)\Delta_e(r) + \phi_2(r)\Delta_\mu(r)$$

$$\rho(r) = N_e\phi_1(r)g(s) x^{s-a}(1+x)^{(s-b)}(1+d.x)^{-c} + N_\mu\phi_2(r)C_e x^{-\alpha}(1+x)^{-(\eta-\alpha)}(1+d.x)^{-\beta}$$

où $\phi_1(r)$ et $\phi_2(r)$ sont les facteurs de forme.

Pour déterminer les facteurs de forme, nous avons simulé avec le logiciel Géant 4 le passage dans la cuve pour des électrons, des photons et des muons à différentes énergies. Les simulations nous donnent les nombres de photoélectrons produits dans la cuve pour les différentes particules et énergies.

Les données de calibration du VEM dans Auger, montrent que le muon vertical produit environ 70 photoélectrons par photomultiplicateur (signal intégré).

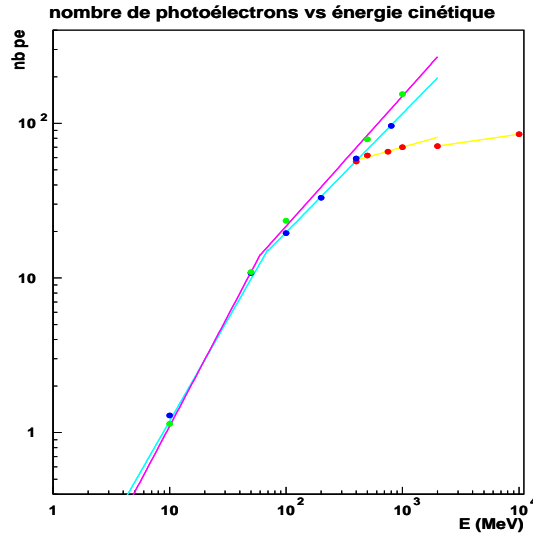
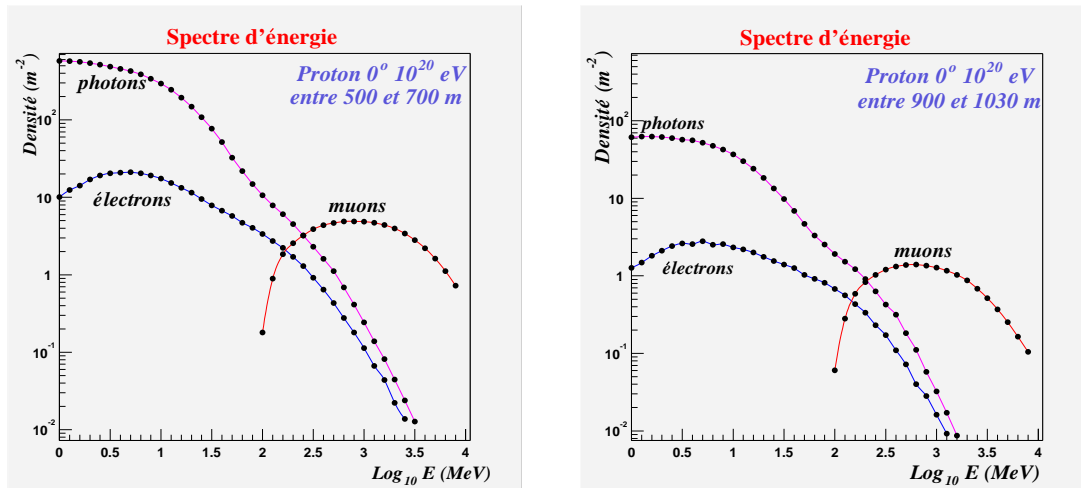


FIG. 4.20 – Nombre de photoélectrons en fonction de l'énergie cinétique des électrons et des muons et de l'énergie des photons. points rouges=muons, points bleus=photons, points verts=électrons.

Une fois, que l'on connaît le nombre de photoélectrons produits par chaque type de particules à différentes énergies, on paramétrise en fonction de l'énergie de la particule le nombre de photoélectrons et l'on convolve avec le spectre différentiel d'énergie des particules à différentes distances. Les figures 4.21 et 4.22 montrent les spectres des différentes particules à trois distances différentes pour un proton de 10^{20} d'angle 0° .



(a) Spectre d'énergie des particules entre 500 et 700 m de l'axe.

(b) Spectre d'énergie des particules entre 900 et 1050 m de l'axe.

FIG. 4.21 – Spectre d'énergie des photons, électrons et muons autour de 600 et de 1000 m de l'axe, pour un proton primaire de 10^{20} eV et d'angle zénithal 0° .

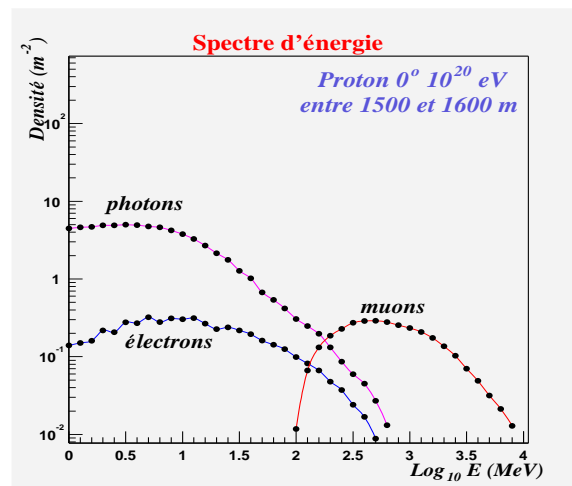


FIG. 4.22 – Spectre d'énergie des photons, électrons et muons autour de 1500 m de l'axe, pour un proton primaire de 10^{20} eV et d'angle zénithal 0° .

Les résultats sont donnés dans les tableaux 4.1 et 4.2 pour un proton primaire incliné à 0° et 50° , pour 10^{19} et pour 10^{20} eV.

	10^{19} eV			10^{20} eV		
distance	500-700 m	900-1030 m	1500-1600 m	500-700 m	900-1030 m	1500-1600 m
e^+e^-	31,75	4,56	0,58	285,05	40,13	4,92
e^+e^- (VEM)	2,02	0,36	0,056	18,13	3,21	0,464
γ	660,64	80,27	7,51	6099,67	720,96	65,85
γ (VEM)	12,74	1,81	0,23	114,91	15,96	2,03
$\mu^+\mu^-$	7,21	1,92	0,38	61,18	15,88	3,05
$\mu^+\mu^-$ (VEM)	6,64	1,69	0,32	55,99	13,9	2,57

TAB. 4.1 – Densités de particules et densités de VEM (m^{-2}) pour trois distances différentes pour un proton incliné à 0° .

	10^{19} eV			10^{20} eV		
distance	500-700 m	900-1030 m	1500-1600 m	500-700 m	900-1030 m	1500-1600 m
e^+e^-	18,54	3,65	0,67	227,19	42,51	7,08
e^+e^- (VEM)	1,06	0,25	0,06	11,38	2,60	0,59
γ	341,33	69,74	11,12	4362,12	859,59	128,45
γ (VEM)	7,6	1,44	0,25	92,16	16,81	2,79
$\mu^+\mu^-$	4,85	1,82	0,54	46,12	16,94	4,92
$\mu^+\mu^-$ (VEM)	5,09	1,86	0,53	47,86	17,10	4,78

TAB. 4.2 – Densités de particules et densités de VEM (m^{-2}) pour trois distances différentes pour un proton incliné à 50° .

Les facteurs de forme valent alors pour $\phi_1(r)$ entre 0,465-0,47. $\phi_2(r)$ fluctue plus entre 0,85 et 1 suivant l'angle zénithal de la gerbe. Dans la suite nous prendrons $\phi_1(r)=0,47$ et $\phi_2(r)=1$

4.4.3 Densité à 600 m, à 1000 m

Pour la reconstruction de l'énergie primaire, il est courant d'utiliser la densité à 600 m. À cette distance, les fluctuations sont minimales. L'écartement entre les détecteurs et les énergies visées sont aussi à prendre en compte. Dans le cas de l'expérience Auger, c'est la densité à 1000 m qui semble la plus adaptée (FIG.4.23).

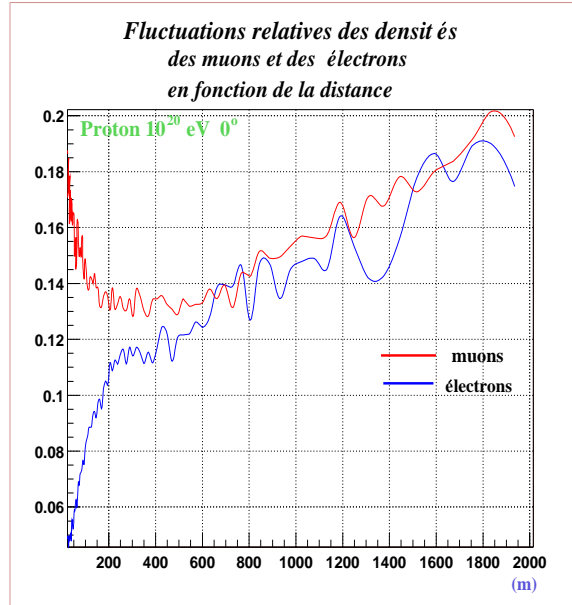


FIG. 4.23 – *Fluctuations relatives des densités de muons et d'électrons d'un proton primaire de 10^{20} eV à 0° . La densité relative est défini comme le rapport entre les fluctuations à 1σ et la densité moyenne.*

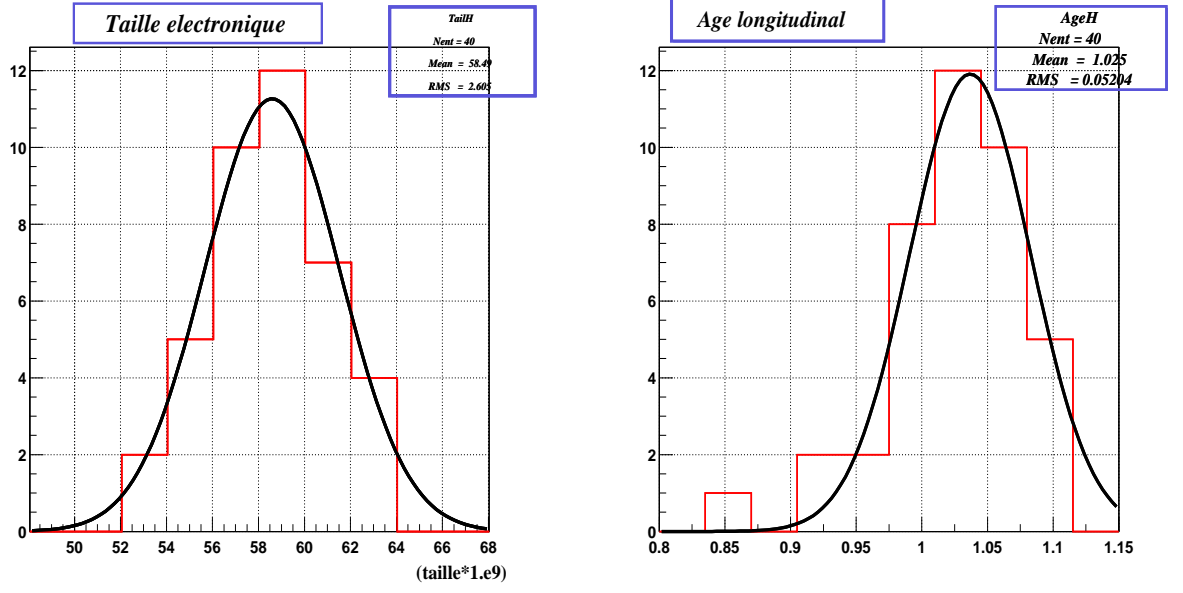
4.5 Simulation Rapide - STAR

4.5.1 STAR : Shower Testing ARray

Le programme STAR fait partie d'un ensemble de programmes de simulations de gerbes qui sont basés sur des fonctions analytiques. La philosophie de ce genre de programmes est de remplacer la simulation lourde en temps de calculs et espace disque par des programmes plus petits, plus rapides et beaucoup plus modulables.

Dans le cas de STAR, nous avons paramétré le nombre d'électrons et de positrons en fonction de l'énergie, les fluctuations, l'âge longitudinal et ses fluctuations. Dans la suite, Nous travaillerons avec les paramétrisations faites pour un proton primaire d'angle zénithal de 0 degré et de 10^{20} eV.

Le programme STAR va servir à tester la fonction de distribution latérale. Nous projetons des impacts de gerbe sur un réseau comme celui d'Auger, simulons la réponse du détecteur de manière simple en ajoutant une fluctuation sur la densité dans le détecteur. Après avoir choisi d'un seuil (minimum et maximum), nous obtenons un ensemble de densités, et le but est de retrouver la position de l'impact de la gerbe sur le réseau, l'âge et la taille de la gerbe simulée, ainsi que l'énergie primaire en utilisant la densité à 600 m ou à 1000 m.



(a) Histogramme de la taille électronique.

(b) Histogramme de l'âge longitudinal.

FIG. 4.24 – Histogrammes de taille et d'âge pour un proton de 10^{20} eV et 0° d'angle zénithal (lot de 40 gerbes simulées avec CORSIKA).

Nous utiliserons les paramétrisations suivantes pour un angle de 0° :

$$N_e^{\text{moy.}} = 5,66015 \times (E_0/10^{10})^{1,01555}$$

$$\sigma_{N_e} = 7,88975 \times (E_0/10^9)^{0,76476}$$

$$s^{\text{moy.}} = 1,06616 - 0,04348 \times \log_{10}(E_0/10^{10})$$

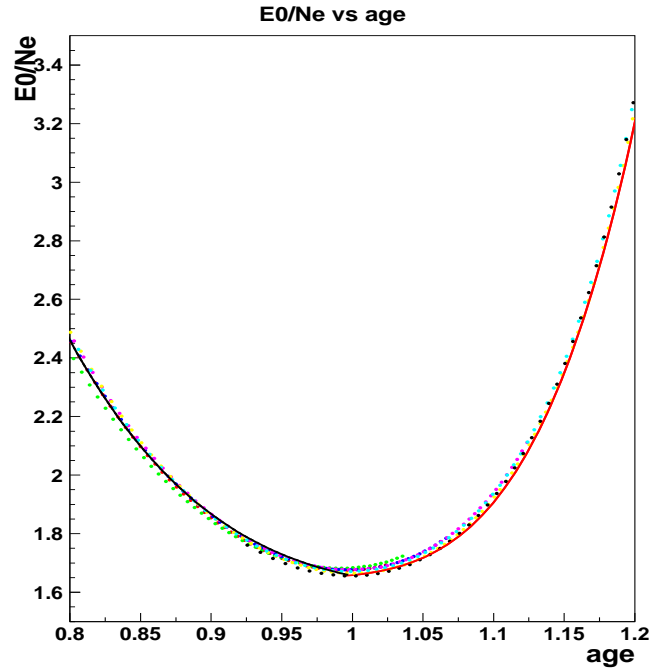
$$\sigma_s = 0,0619 - 0,00513 \times \log_{10}(E_0/10^9)$$

Il est possible de tirer l'énergie primaire E_0 suivant un spectre avec un changement de pente pour simuler la cheville par exemple, ou bien de travailler à énergie constante ; dans notre cas, c'est cette dernière solution que nous avons choisi pour la suite. Ensuite on calcule la taille électronique moyenne pour cette énergie, les fluctuations de la taille, l'âge moyen et les fluctuations de l'âge à cette énergie. Il faut ensuite vérifier que le couple âge-taille choisi est compatible avec l'énergie (4.19(a)). Il a suffi pour cela de paramétrer la courbe moyenne E_0/N_e autour des valeurs de l'âge détectables au niveau d'observation (par exemple autour de 1 pour Auger à 10^{20} eV et 0°), et prendre environ une fluctuation de 10% autour de la valeur de E_0/N_e pour un âge donné, qui correspond à l'épaisseur de la bande sur la figure 4.19(a). Si le couple ne convient pas, on procède à un nouveau tirage.

Les paramétrisations trouvées sont (FIG.4.25) :

$$\frac{E_0}{N_e} = 38,063 \times (s - 1,187)^4 + 1,610 \text{ si } s \leq 1 \quad (4.11)$$

$$\frac{E_0}{N_e} = 266.345 \times (s - 0,924)^4 + 1,670 \text{ si } s > 1 \quad (4.12)$$

FIG. 4.25 – Paramétrisation de la courbe E_0/N_e .

Ensuite, on tire de manière aléatoire les coordonnées X_c et Y_c de l'impact de la gerbe. Celle-ci est dans notre cas entièrement contenu dans le réseau, il n'y a donc pas d'effets de bords (axe de la gerbe à l'extérieur du réseau) (FIG.4.26).

On calcule alors les densités de particules ou de VEM attendues (selon la ldf) dans les détecteurs. Une condition de seuil minimum est mise à 3 VEM par cuve est choisie (typiquement ce que l'on a dans Auger pour le trigger de deuxième niveau comme décrit au chapitre 2).

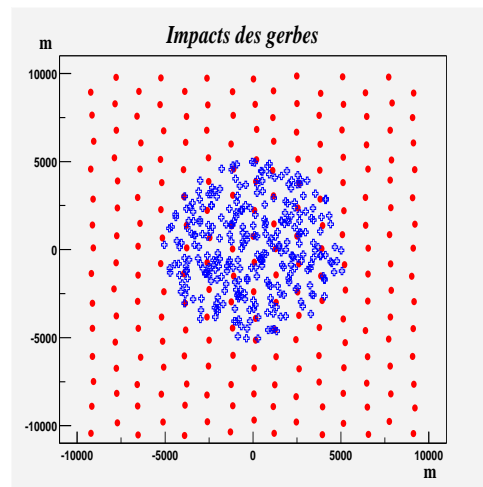


FIG. 4.26 – Réseau et points d'impacts des gerbes. Les points rouges représentent les détecteurs et les carrés bleus sont les points d'impacts dans le réseau. La distance séparant les détecteurs est de 1,5 km.

Lorsqu'un détecteur dépasse le seuil, il est comptabilisé comme détecteur touché. Une fois que l'on a l'ensemble des détecteurs touchés avec leur densité, on utilise le programme de minimisation Minuit à l'aide duquel on va rechercher la position de l'axe, la taille et l'âge de la gerbe simulée.

4.5.2 Vers une complexité croissante

Nous avons choisi de tester la reconstruction de l'âge, de la taille, de la position ainsi que de l'énergie avec une difficulté croissante, en passant d'une situation idéale afin de vérifier que la méthode fonctionne vers des situations plus réalistes. Nous allons en premier lieu utiliser la partie électromagnétique des gerbes, puis par la suite, ajouter la partie muonique et travailler avec des densités de VEM et non plus en densité d'électrons. Dans la suite nous travaillerons à énergie fixée à 10^{20} eV et des gerbes verticales.

Partie électromagnétique.

Reconstruction de la taille et de l'impact.

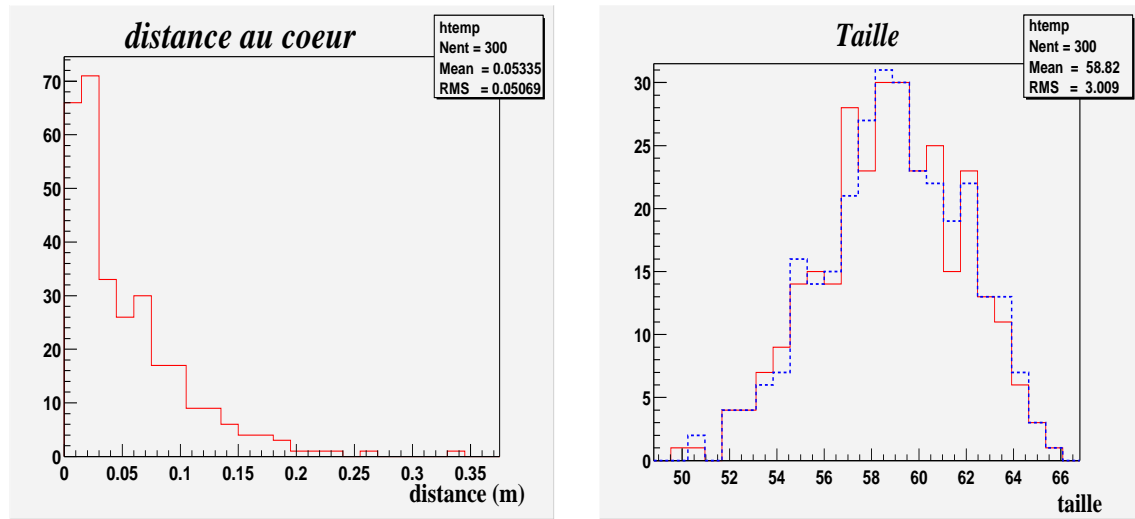
Dans ce premier paragraphe, nous testons la reconstruction de la taille, puis par la suite le couple âge-taille, dans le cas idéal où les densités ne sont pas modifiées. Nous générons des impacts aléatoires dans un réseau infini et des couples âge-taille (compatibles avec les corrélations 4.11 et 4.12).

Avec la fonction de distribution latérale, on calcule les densités sur les détecteurs en fonction de la distance à l'axe de la gerbe simulée. Le seuil de trigger est fixé à un électron par mètre carré et un maximum pour la saturation à 1000 électrons par mètre carré.

Ensuite, avec les détecteurs dépassant le seuil et avec le programme de minimisation Minuit, nous recherchons la position de l'axe et la taille de la gerbe ; dans ce cas simple, l'âge est fixé à celui de la gerbe simulée.

Les figures 4.27, 4.28 et 4.29 représentent les histogrammes de la distance entre le coeur reconstruit et le coeur simulé, de la taille reconstruite et de la taille simulée, les densités à 600 et à 1000 mètres reconstruites et simulées.

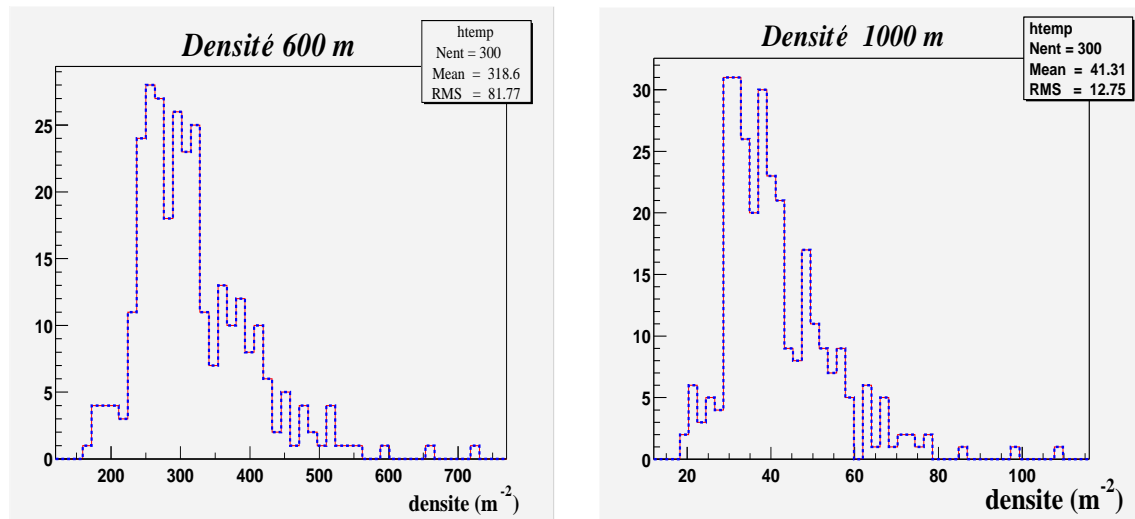
Le coeur de la gerbe est parfaitement reconstruit (à quelques centimètres). Les estimateurs d'énergie (densités à 600 et 1000 m) sont eux aussi parfaitement reconstruits : les histogrammes simulés et reconstruits sont superposés. Par contre la taille est légèrement moins bien reconstruite (les distributions ne se superposent pas exactement), ce qui laisse présager que ce paramètre va être difficilement reconstruit. La taille reconstruite est utilisée dans la fonction de distribution latérale (ainsi que l'âge simulé). La fonction passe exactement par les points de densités utilisés pour l'ajustement, comme le montre la figure 4.29.



(a) Distance entre l'axe reconstruit et l'axe simulé.

(b) Histogramme de la taille simulée (pointillé bleu) et de la taille reconstruite (continu rouge). (taille/ 10^9)

FIG. 4.27 – Distance à l'axe et taille reconstruite.



(a) Histogramme de la densité à 600 m simulée (pointillé bleu) et reconstruite (continu rouge).

(b) Histogramme de la densité à 1000 m simulée (pointillé bleu) et reconstruite (continu rouge).

FIG. 4.28 – Histogrammes des densités à 600 et 1000 m simulées et reconstruites.

Reconstruction de l'âge, de la taille et de l'impact.

Nous recommençons le même exercice mais cette fois, l'âge de la gerbe simulée n'est plus fixé dans l'ajustement et devient un paramètre libre que l'on va rechercher.

Les distributions des estimateurs ne sont plus superposées (FIG.4.31(a) et 4.31(b)) mais

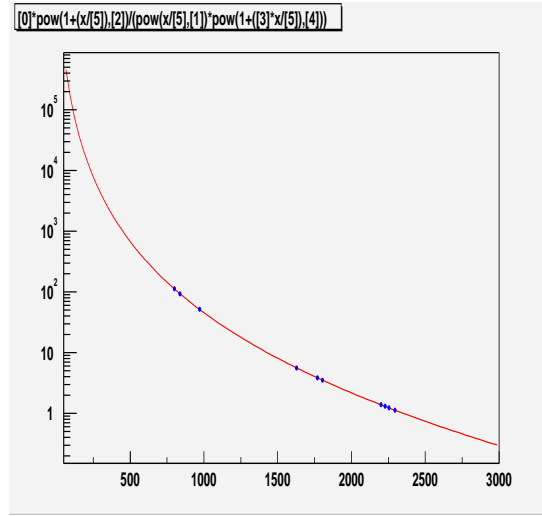
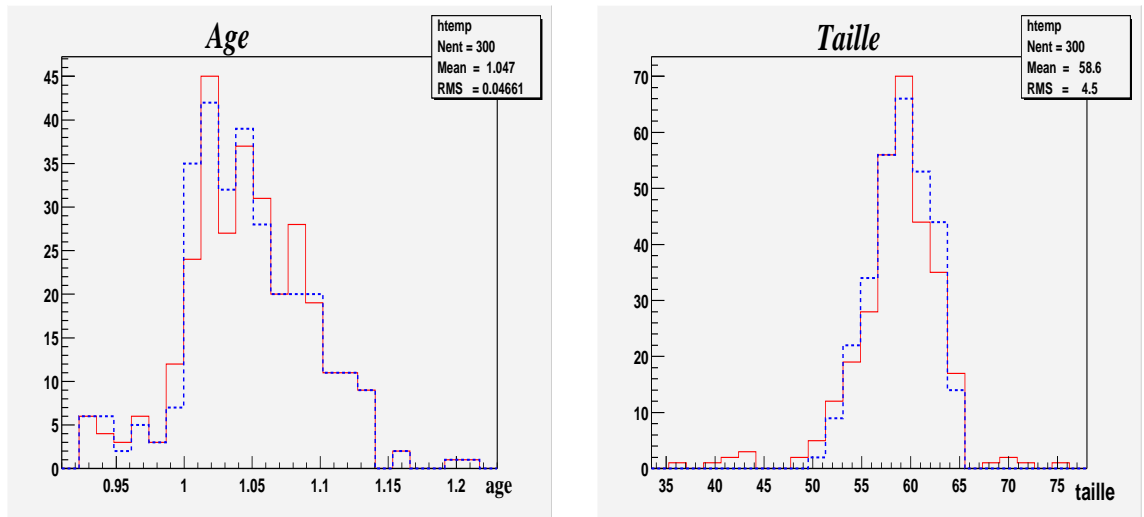


FIG. 4.29 – Représentation de la fonction de distribution latérale (ligne rouge) et des points de densités. La taille électronique reconstruite est injectée dans la fonction et elle passe bien par les points de densités qui ont servi à l'ajustement.

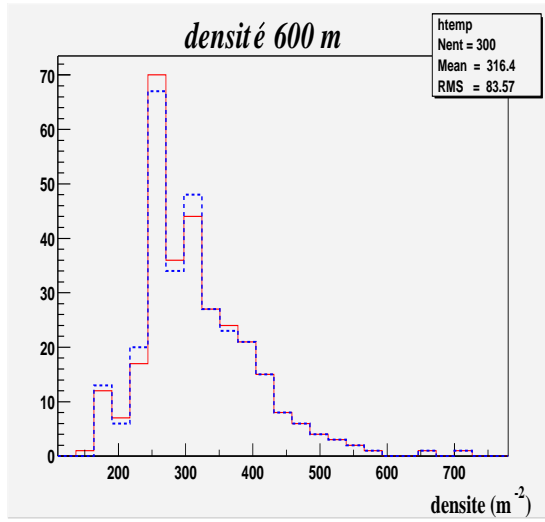
sont tout de même bien reconstruites. Le paramètre d'âge (FIG.4.30(a)) est lui aussi bien retrouvé : il en est de même pour la taille ((FIG.4.30(b)). La distance à l'axe est de l'ordre de la dizaine de centimètres (FIG.4.32(a)). La distribution latérale s'ajuste parfaitement (FIG.4.32(b)).



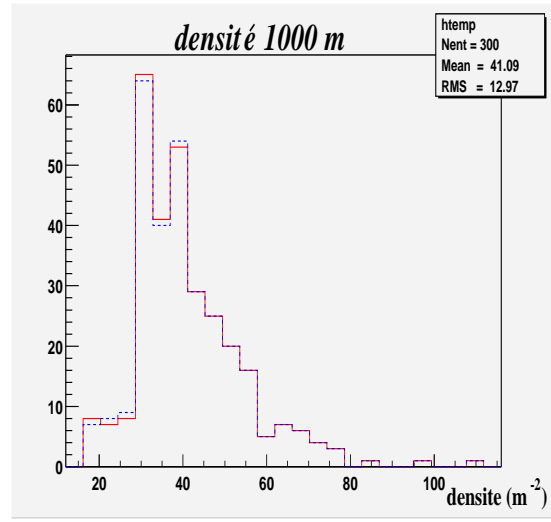
(a) Histogramme de l'âge simulé (pointillé bleu) et reconstruit (continu rouge).

(b) Histogramme de la taille simulée (pointillé bleu) et de la taille reconstruite (continu rouge). (taille/ 10^9)

FIG. 4.30 – âge et taille reconstruits.

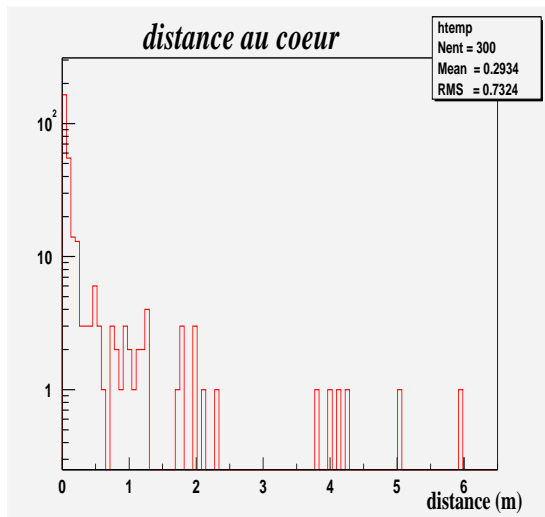


(a) Histogramme de la densité à 600 m simulée (pointillé bleu) et reconstruite (continu rouge).

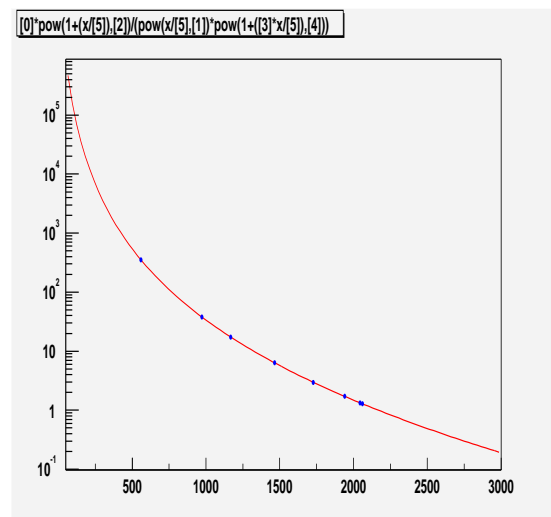


(b) Histogramme de la densité à 1000 m simulée (pointillé bleu) et reconstruite (continu rouge).

FIG. 4.31 – Histogrammes des densités à 600 et 1000 m simulées et reconstruites.



(a) Distance entre l'axe reconstruit et l'axe simulé.



(b) Distribution latérale avec les paramètres d'âge et taille reconstruits.

FIG. 4.32 – Distribution de la distance à l'axe et fonction de distribution latérale.

Fluctuations des densités.

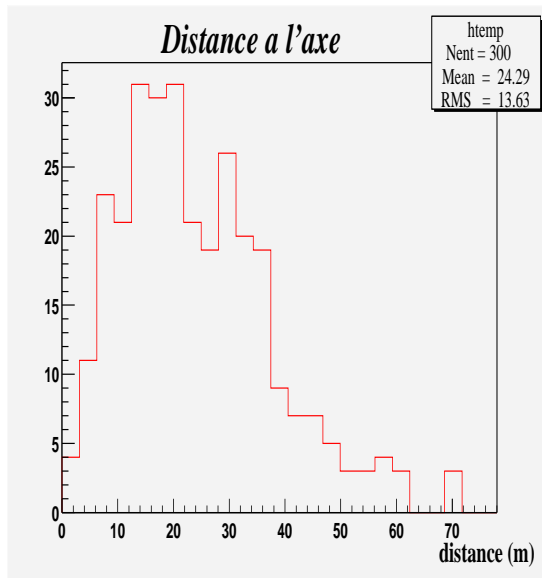
Jusqu'à présent, les situations étaient idéales. En effet, les densités dans les détecteurs sont celles calculées par la fonction de distribution latérale, et c'est à partir de ces densités que l'on reconstruit les paramètres initiaux. On s'attendait effectivement à parfaitement les reconstruire, à moins d'un défaut majeur dans les programmes.

Maintenant, voyons comment le système réagit lorsqu'on le perturbe.

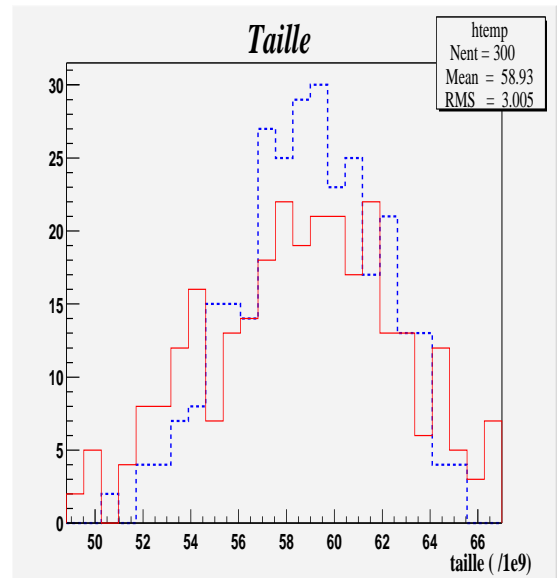
Nous reprenons les deux types de reconstruction précédentes mais cette fois-ci, lors de la génération des densités sur les détecteurs, nous allons ajouter une fluctuation sur celle-ci, afin de simuler la réponse du détecteur. Pour les densités supérieures à 5 particules par mètre carré, nous allons tirer la densité suivant une gaussienne de largeur 10% autour de la valeur calculée. Pour les densités inférieures à 5 particules par mètre carré, une fluctuation poissonnienne est choisie.

En premier lieu, nous recommençons avec l'âge fixé.

Reconstruction de la taille et de l'impact.

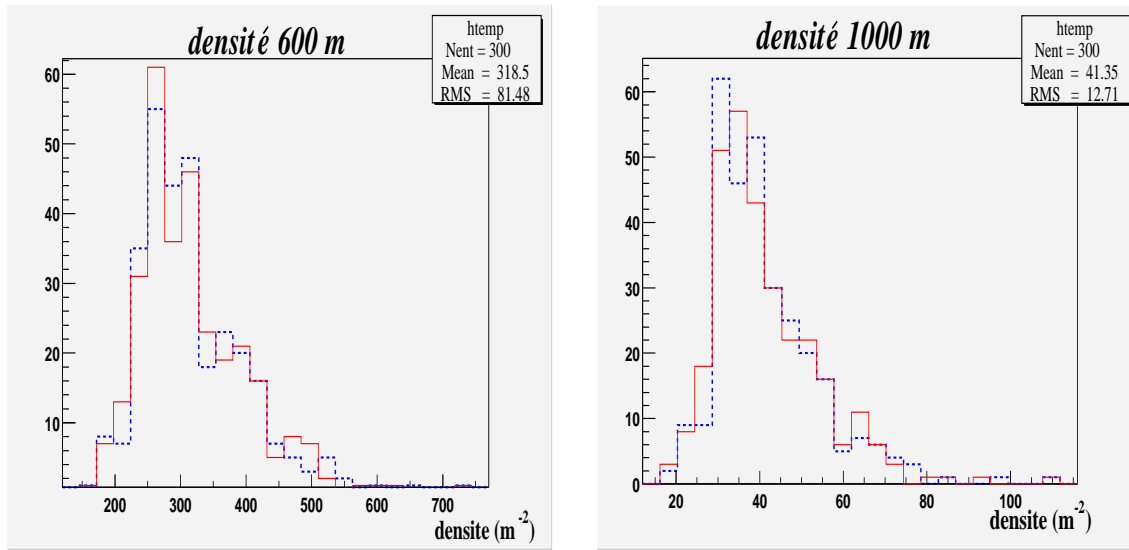


(a) Distance entre l'axe reconstruit et l'axe simulé.



(b) Histogramme de la taille simulée (pointillé bleu) et de la taille reconstruite (continu rouge). (taille/ 10^9)

FIG. 4.33 – Distance à l'axe et taille reconstruite.



(a) Histogramme de la densité à 600 m simulée (pointillé bleu) et reconstruite (continu rouge).

(b) Histogramme de la densité à 1000 m simulée (bleu) et reconstruite (rouge).

FIG. 4.34 – Histogrammes des densités à 600 et 1000 m simulées et reconstruites.

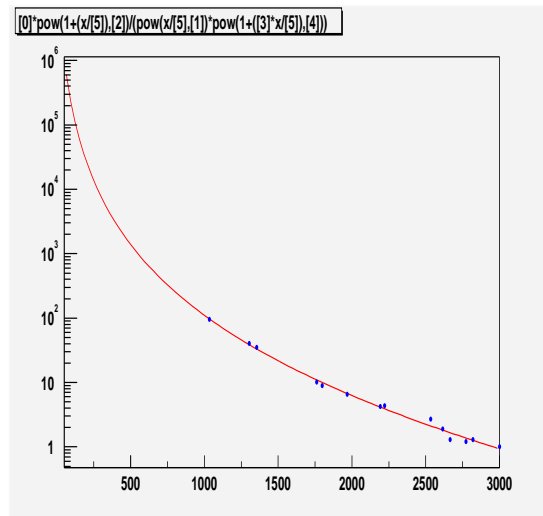


FIG. 4.35 – Représentation de la fonction de distribution latérale (ligne rouge) et des points de densités. La taille électronique reconstruite est injectée dans la fonction et cette dernière passe bien par les points de densités qui ont servi à l'ajustement.

Les reconstructions des paramètres initiaux deviennent moins précises mais tout de même très bonnes. La distance entre la position de l'axe reconstruit et celle simulée devient de l'ordre de la dizaine de mètres (FIG.4.33(a)). La distribution de la taille s'élargit (FIG.4.33(b)). Par contre les estimateurs d'énergie, la densité à 600 m et à 1000 m sont bien reconstruits (FIG.4.34(a) et 4.34(b)) et la distribution latérale s'ajuste bien aux points de densités (FIG.4.35). L'âge étant ici fixé à l'âge simulé, il y a plus de contraintes dans l'ajustement pour trouver la taille correcte.

Reconstruction de l'âge, de la taille et de l'impact.

Cet exemple illustre bien la relation entre l'âge et la taille (FIG.4.36(a) et 4.36(b)). Ces deux paramètres sont liés. Un autre facteur important semble la densité totale dans les détecteurs. Les histogrammes de reconstruction de l'âge et de la taille illustrent ceci. En rouge, c'est la reconstruction de tous les événements simulés et en vert, lorsque l'on demande les événements avec une somme des densités des détecteurs supérieure à 200 particules par mètre carré (FIG.4.37). Cela signifie que les gerbes dont les densités déposées dans les détecteurs sont trop faibles posent des difficultés à l'ajustement et les paramètres prennent les valeurs extrêmes (bornes supérieures et inférieures lors de l'ajustement). Cependant les estimateurs ne semblent pas touchés (FIG.4.38(a) et 4.38(b)).

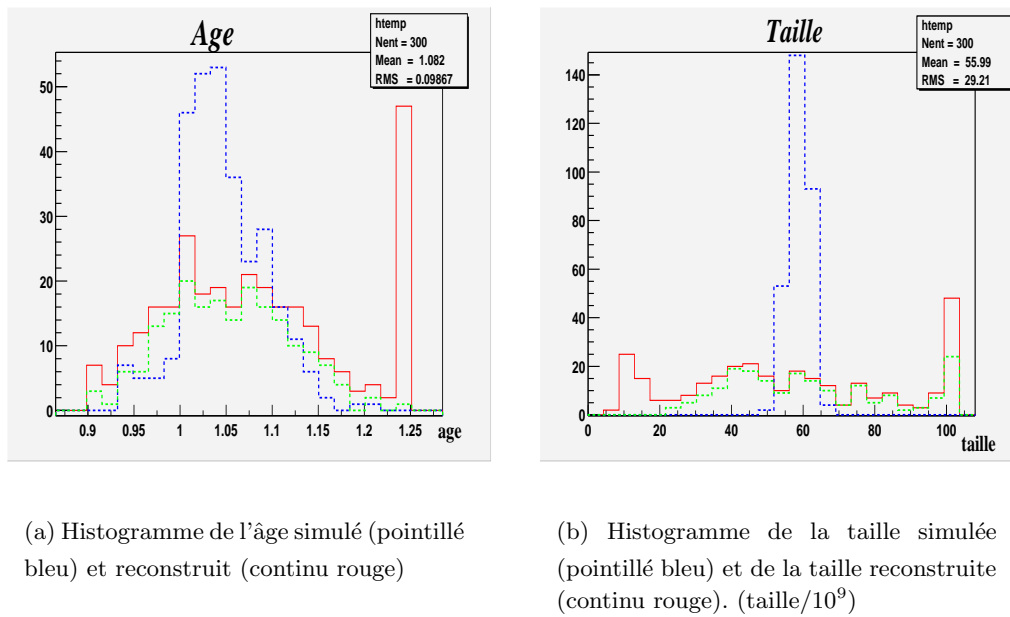


FIG. 4.36 – Distributions de l'âge et de la taille simulées et reconstruites.

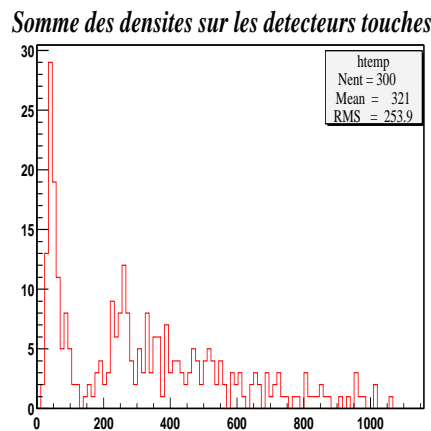
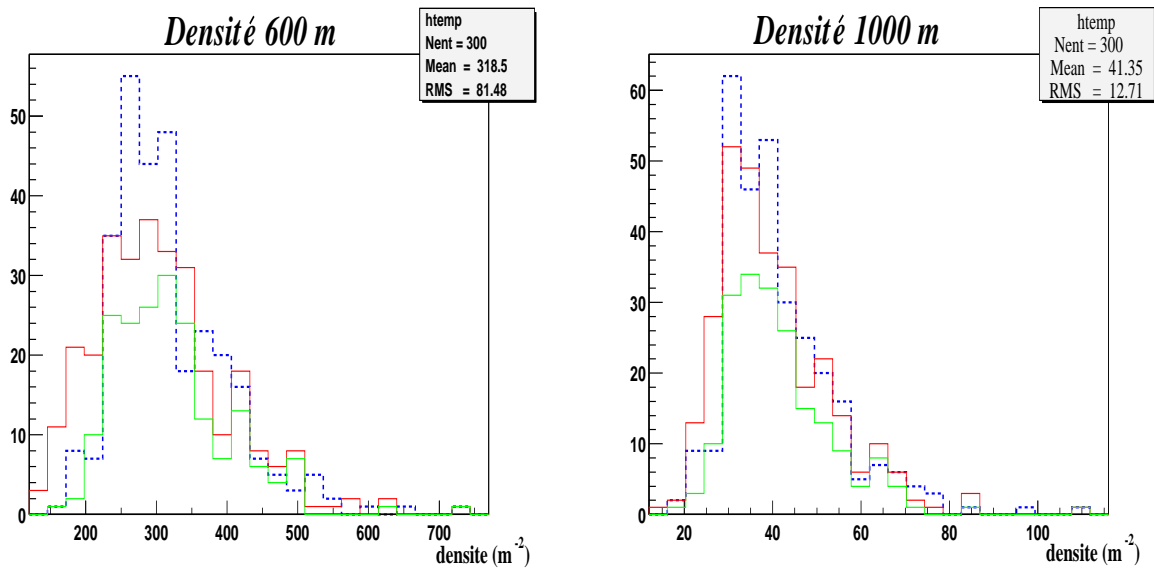


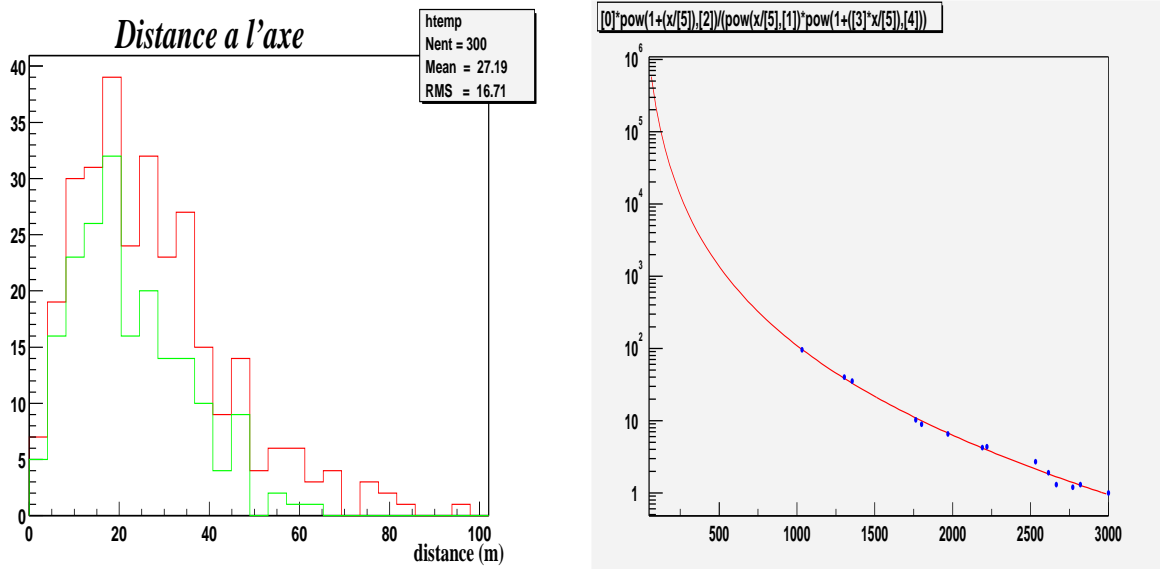
FIG. 4.37 – Histogramme de la somme des densités sur les détecteurs touchés.



(a) Histogramme de la densité à 600 m simulée (pointillé bleu) et reconstruite (continu rouge).

(b) Histogramme de la densité à 1000 m simulée (pointillé bleu) et reconstruite (continu rouge).

FIG. 4.38 – Histogrammes des densités à 600 et 1000 m simulées et reconstruites.



(a) Distance entre l'axe reconstruit et l'axe simulé.

(b) Distribution latérale avec les paramètres d'âge et taille reconstruits.

FIG. 4.39 – Distribution de la distance entre l'axe reconstruit et l'axe simulé, et fonction de distribution latérale.

Fonction électromagnétique et muonique.

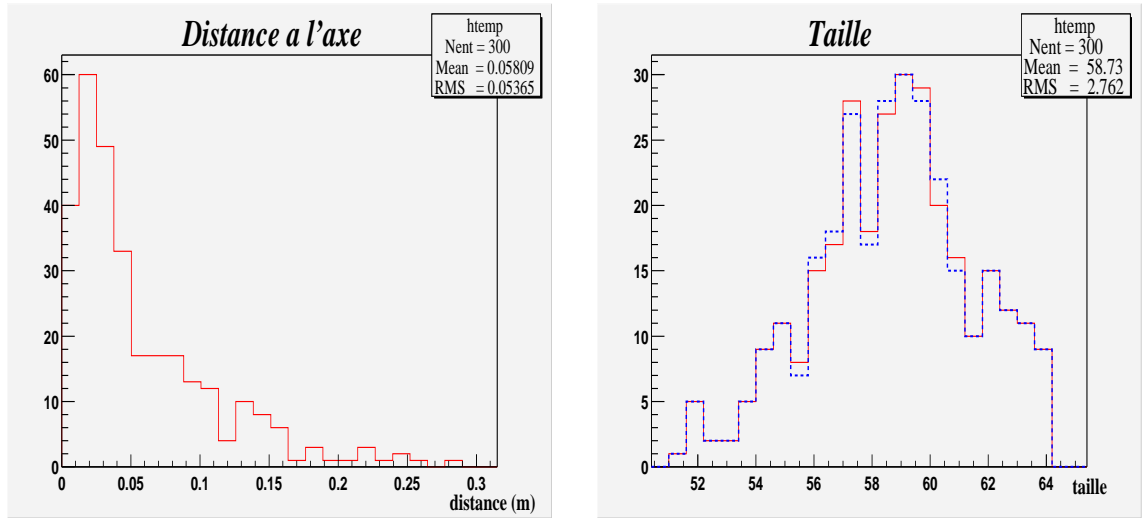
Nous avons testé la reconstruction uniquement en utilisant la partie électromagnétique des gerbes, nous allons ajouter la partie muonique. La taille muonique est paramétrée en fonction de la taille électronique. Maintenant, nous utilisons les facteurs de forme $\Phi_1(r)$ et $\Phi_2(r)$ définis page 99.

Nous allons procéder de la même manière, c'est-à-dire aller d'une situation idéale à des situations de plus en plus réalistes.

Reconstruction de la taille et de l'impact.

L'addition d'une partie muonique ne semble pas poser de problème pour la reconstruction des paramètres dans le cas où l'âge est fixé. Rappelons que la fonction de muon est aussi une fonction hypergéométrique, mais qu'il n'y a pas d'âge. D'autre part, la taille muonique est calculée à partir de la paramétrisation de la taille moyenne muonique en fonction de la taille moyenne électronique (par une loi de puissance); ce qui n'est pas rigoureusement exact dans le cas de gerbe individuelle.

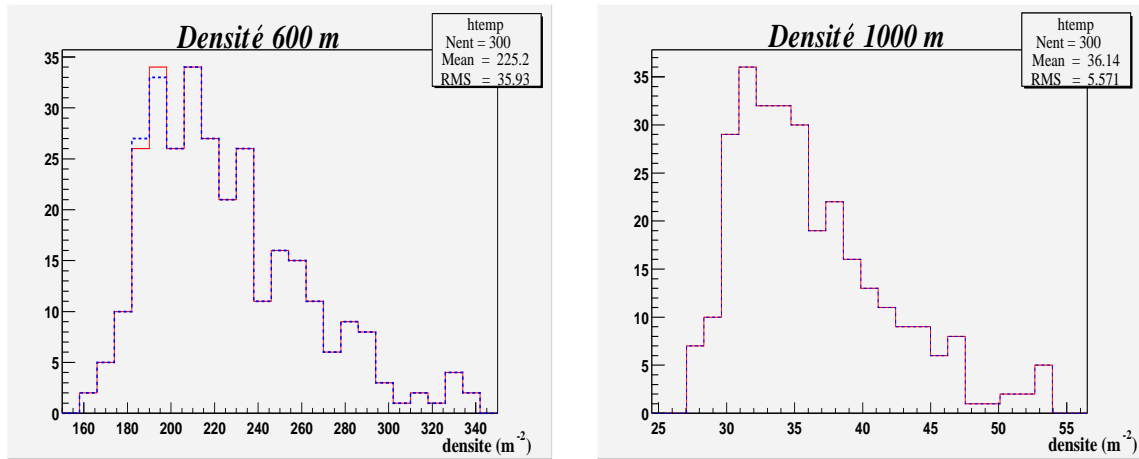
On se retrouve au tout premier cas étudié, toutes les reconstructions sont correctes comme le montrent les figures 4.40, 4.41 et 4.42.



(a) Distance entre l'axe reconstruit et l'axe simulé.

(b) Histogramme de la taille simulée (pointillé bleu) et de la taille reconstruite (continu rouge). (taille/ 10^9)

FIG. 4.40 – Distance à l'axe et taille reconstruite.



(a) Histogramme de la densité à 600 m simulée (pointillé bleu) et reconstruite (continu rouge).

(b) Histogramme de la densité à 1000 m simulée (pointillé bleu) et reconstruite (continu rouge).

FIG. 4.41 – Histogrammes des densités à 600 et 1000 m simulées et reconstruites.

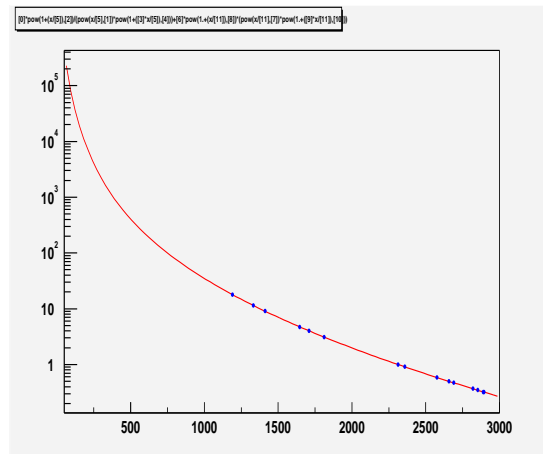


FIG. 4.42 – Représentation de la fonction de distribution latérale (ligne rouge) et des points de densités. La taille électronique reconstruite est injectée dans la fonction.

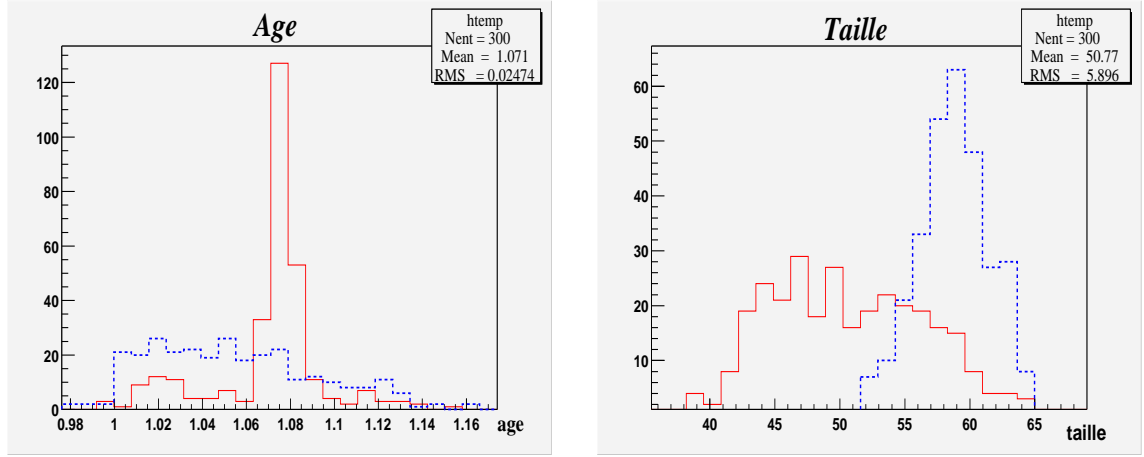
Reconstruction de l'âge, de la taille et de l'impact.

L'ajout de l'âge dans l'ajustement rend les distributions de la taille et de l'âge reconstruites sont bien différentes de celles simulées. Si globalement les valeurs de l'âge ne sont que peu modifiées (moins de 5 %) la distribution est piquée sur 1,07, tandis que la distribution simulée est plus large et vers des valeurs plus petites.

En ce qui concerne la taille, la distribution s'est élargie par rapport à celle simulée et est centrée sur la valeur $50,77 \times 10^9$ au lieu de $58,86 \times 10^9$ pour celle simulée.

La corrélation entre l'âge et la taille est ici bien visible. L'ajustement a favorisé une valeur de l'âge plus grande et une taille plus petite de manière systématique. Cela peut se comprendre avec l'ajout de la fonction de muons. Les muons dominent à grande distance de l'axe. Il y a peu de contraintes sur les très fortes densités (saturation), celles qui

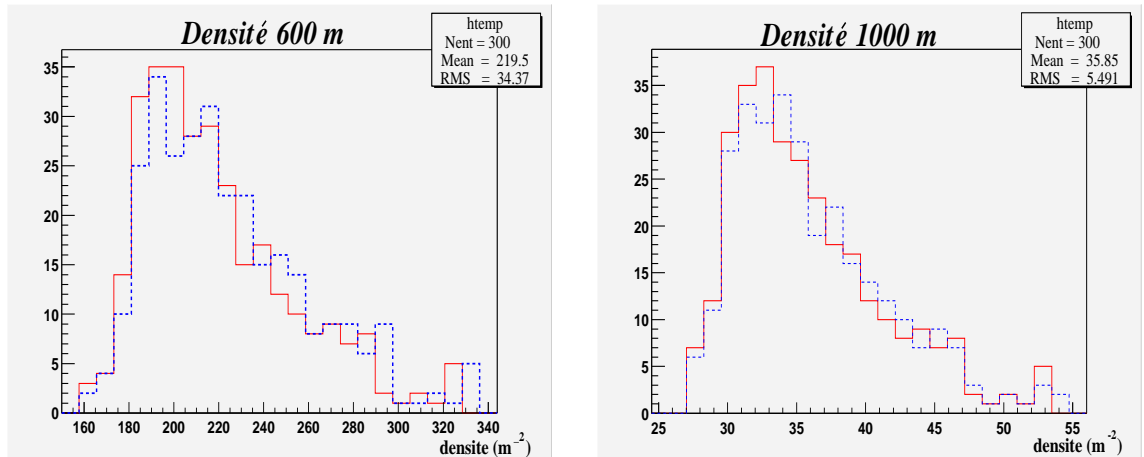
comptent le plus pour l'estimation de la taille; de plus petites valeurs de taille sont alors favorisées. D'autre part, la contribution des muons à grande distance est plus importante, et leur densité est moins décroissante que celle des électrons et l'âge apparaît plus élevé. La distribution de l'âge reconstruit est plus piquée mais globalement reste supérieur à celui simulé, de 8% au plus. La distance à l'axe est de l'ordre du mètre (FIG.4.45(a)) et la ldf est très bonne même avec une taille plus faible de 20 %. Les estimateurs d'énergie sont eux aussi bien reconstruits.



(a) Histogramme de l'âge simulé (pointillé bleu) et reconstruit (continu rouge).

(b) Histogramme de la taille simulée (pointillé bleu) et de la taille reconstruite (continu rouge). (taille/ 10^9)

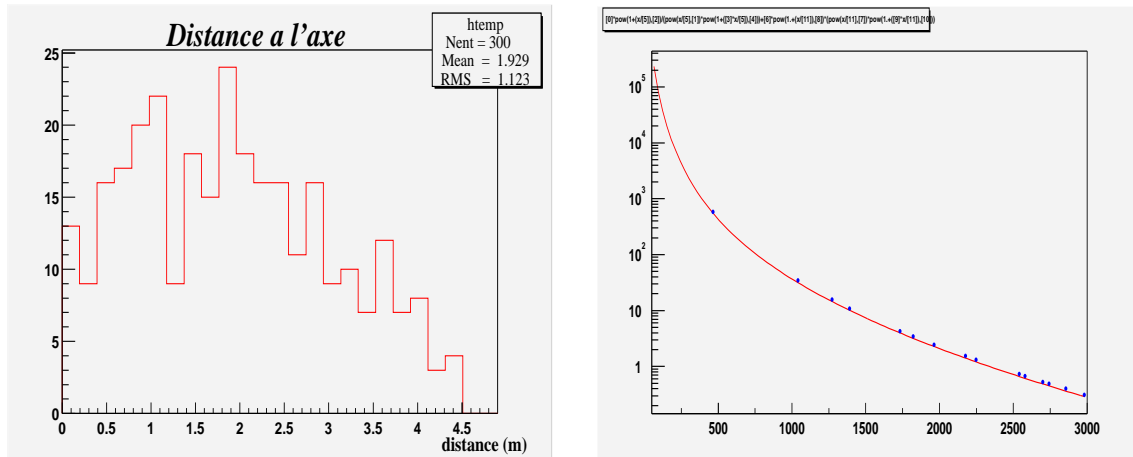
FIG. 4.43 – Distributions des âges et taille simulées et reconstruites.



(a) Histogramme de la densité à 600 m simulée (pointillé bleu) et reconstruite (continu rouge).

(b) Histogramme de la densité à 1000 m simulée (pointillé bleu) et reconstruite (continu rouge).

FIG. 4.44 – Histogrammes des densités à 600 et 1000 m simulées et reconstruites.



(a) Distance entre l'axe reconstruit et l'axe simulé.

(b) Distribution latérale avec les paramètres d'âge et taille reconstruits.

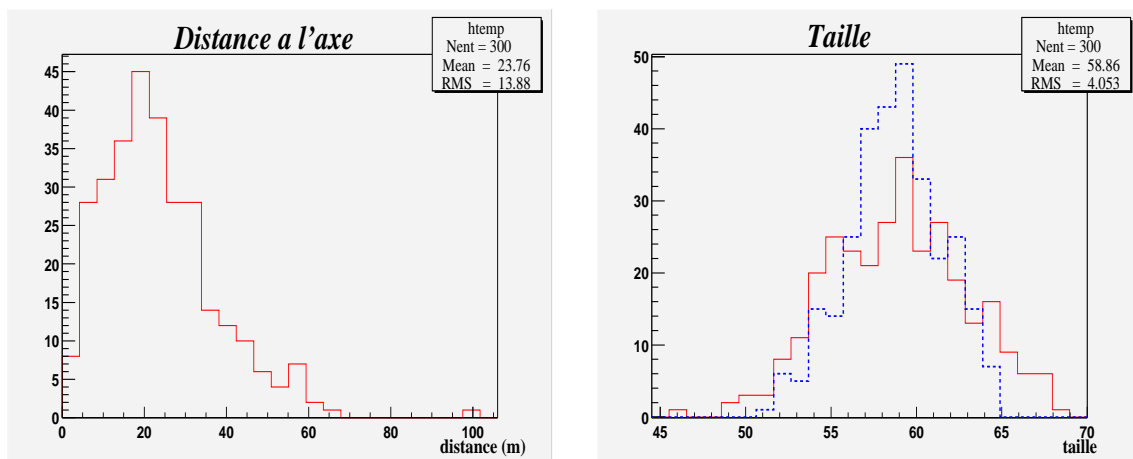
FIG. 4.45 – *Distribution de la distance à l'axe et fonction de distribution latérale.*

Fluctuations des densités.

Nous arrivons enfin à la situation réaliste de l'expérience Auger : des VEM comme signaux dans les cuves.

Reconstruction de la taille et de l'impact.

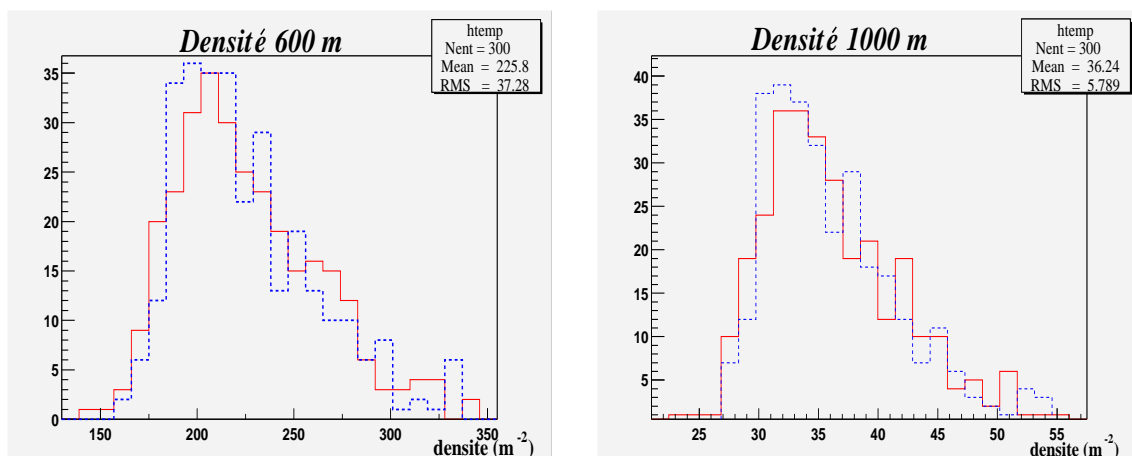
Comme précédemment, nous faisons les reconstructions avec l'âge simulé pour voir comment le système réagit.



(a) Distance entre l'axe reconstruit et l'axe simulé.

(b) Histogramme de la taille simulée (pointillé bleu) et de la taille reconstruite (continu rouge). (taille/ 10^9)

FIG. 4.46 – *Distance à l'axe et taille reconstruite.*



(a) Histogramme de la densité à 600 m simulée (pointillé bleu) et reconstruite (continu rouge).

(b) Histogramme de la densité à 1000 m simulée (pointillé bleu) et reconstruite (continu rouge).

FIG. 4.47 – *Histogrammes des densités à 600 et 1000 m simulées et reconstruites.*

La distance à l'axe est maintenant de l'ordre de 25 mètres (FIG.4.46(a)), ce qui est très correct. La distribution de la taille reconstruite est très satisfaisante, légèrement plus large que celle simulée mais centrée sur la même valeur que cette dernière (FIG.4.46(b)). Les estimateurs sont eux aussi bien reconstruits (FIG.4.47(a) et 4.47(b)). La distribution latérale quant à elle, est bien ajustée aux densités simulées jusqu'à 2500 mètres.

Malgré les fluctuations sur les densités, la donnée de l'âge permet de reconstruire le coeur à 20 m près et la taille à moins de 10%.

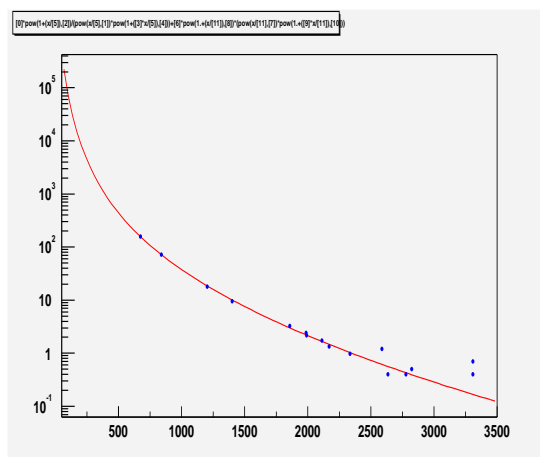
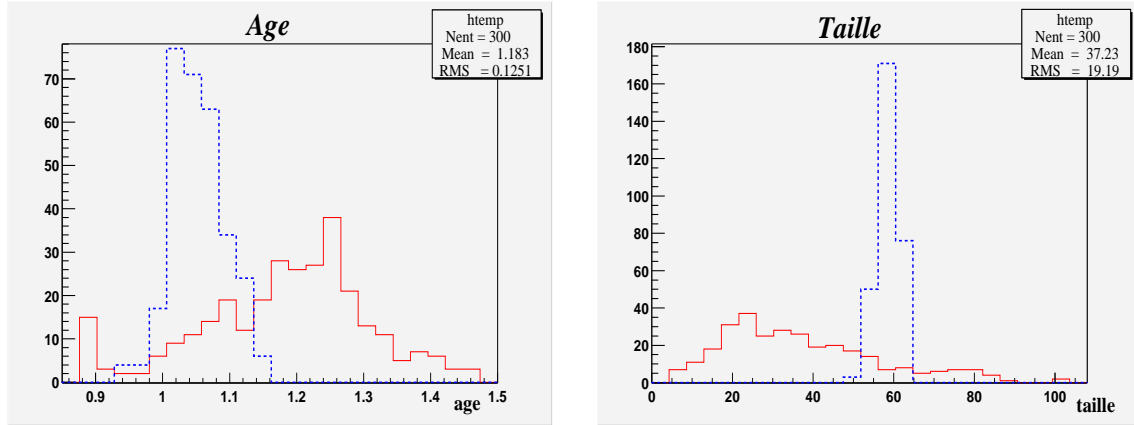


FIG. 4.48 – *Représentation de la fonction de distribution latérale (ligne rouge) et des points de densités. La taille électronique reconstruite est injectée dans la fonction et elle passe bien par les points de densités qui ont servi à l'ajustement.*

Reconstruction de l'âge, de la taille et de l'impact.

En ajoutant comme paramètre l'âge, le même phénomène que dans le cas sans fluctuation apparaît : la distribution de l'âge reconstruit est décalée vers les grandes valeurs (1,15-1,25) (FIG.4.49(a)) tandis que la distribution de la taille est décalée vers les petites tailles (20-30 10^9 particules) (FIG.4.49(b)). Le décalage est plus important que sans fluctuation des densités. En revanche, la distance à l'axe est toujours de l'ordre de 25 mètres

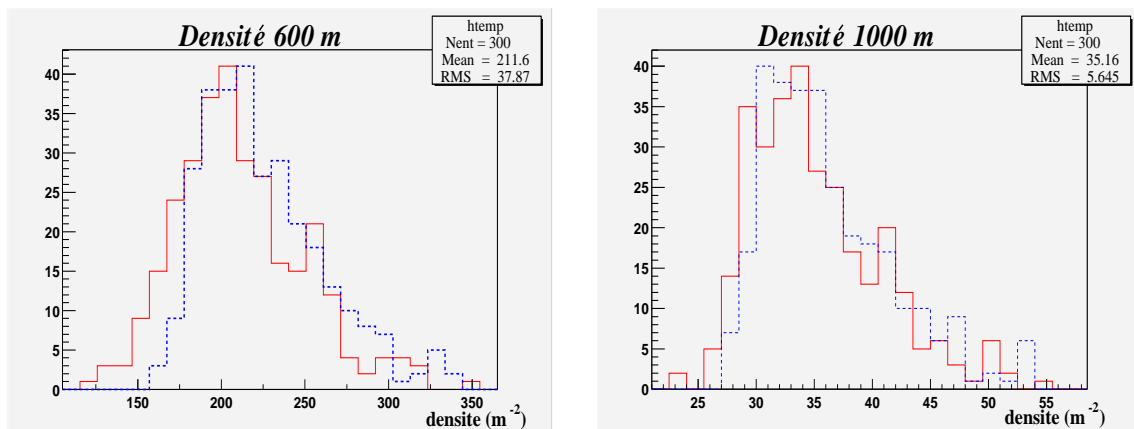


(a) Histogramme de l'âge simulé (pointillé bleu) et reconstruit (continu rouge).

(b) Taille sim. (pointillé bleu) et taille rec. (continu rouge). (taille/ 10^9)

FIG. 4.49 – Distributions des âge et taille simulées et reconstruites.

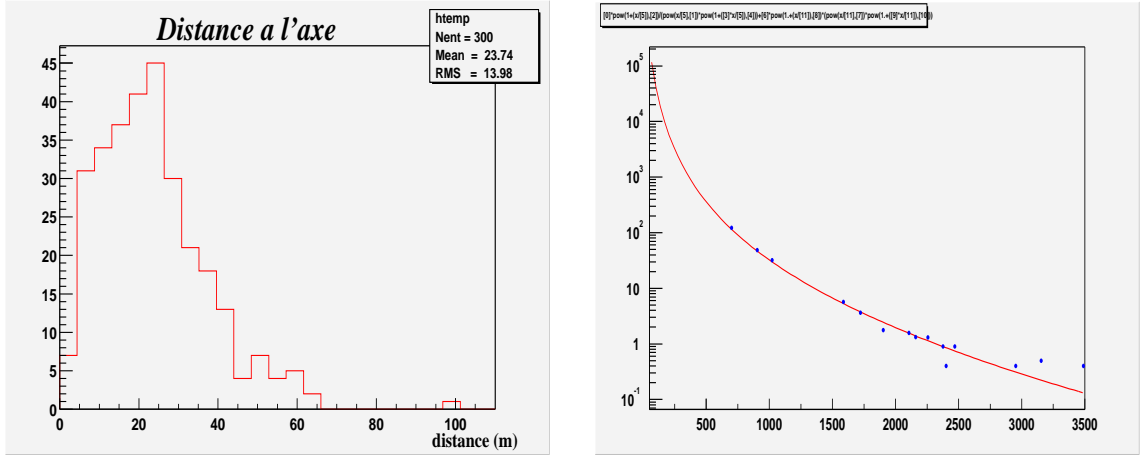
(FIG.4.51(a)), et donc reste très bonne. Les distributions des estimateurs sont elles aussi bien reconstruites (FIG.4.50(a) et 4.50(b)). La distribution latérale s'ajuste aux points de densités des détecteurs touchés (FIG.4.51(b)).



(a) Histogramme de la densité à 600 m simulée (pointillé bleu) et reconstruite (continu rouge).

(b) Histogramme de la densité à 1000 m simulée (pointillé bleu) et reconstruite (continu rouge).

FIG. 4.50 – Histogrammes des densités à 600 et 1000 m simulées et reconstruites.



(a) Distance entre l'axe reconstruit et l'axe simulé.

(b) Distribution latérale avec les paramètres d'âge et taille reconstruits.

FIG. 4.51 – *Distribution de la distance à l'axe et fonction de distribution latérale.*

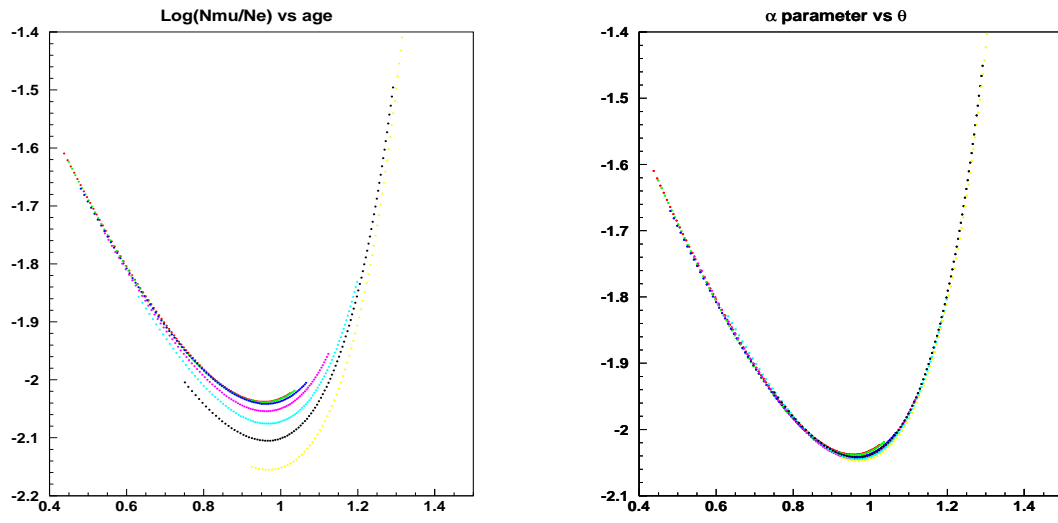
4.5.3 Remarques

La méthode de génération et reconstruction des gerbes est rapide et simplifiée. D'autre part, la taille muonique utilisée dans la simulation est une paramétrisation de la taille moyenne muonique en fonction de la taille moyenne électronique; cette paramétrisation n'est pas valable pour les gerbes individuelles. Une piste pour remplacer ce défaut est de trouver une corrélation entre N_e , N_μ et s . La figure 4.52 montre qu'une corrélation de ce type semble exister. Si une telle corrélation est trouvée, elle pourra sans doute servir de contrainte lors de l'ajustement pour trouver le bon couple (N_e, s) .

Pour un approfondissement de la méthode, on peut envisager une *taille VEM*, c'est-à-dire de prendre le spectre des particules données dans CORSIKA et les convertir en VEM, comme nous l'avons fait pour obtenir les facteurs de forme.

Les reconstructions de la taille et de l'âge semblent être plus difficiles que les densités à 600 m 1000 m estimateurs d'énergie, mais la fonction proposée s'ajuste bien à la forme de décroissance des densités, et on peut imaginer aussi du signal (en VEM).

L'estimation de l'énergie est encore à améliorer, puisque le signal à 600 m et à 1000 m est différent pour chaque gerbe, la conversion entre ce signal et l'énergie primaire doit évoluer en fonction de l'âge.



(a) Corrélation $\log(N_\mu/N_e)$ en fonction de l'âge. Les différentes couleurs correspondent aux différents angles zénithaux (entre 0 et 60 degrés).

(b) Corrélation $\log(N_\mu/N_e)$ en fonction de l'âge réajustée.

FIG. 4.52 – Corrélation $\log(N_\mu/N_e)$ en fonction de l'âge. Les deux courbes représentent la même corrélation mais la seconde a été ajustée à la main afin de superposer les courbes. La forme pour chaque angle est la même, seul un facteur d'échelle sépare les différents angles (ce facteur est ici ajusté à la main).

4.6 Reconstruction avec la simulation de l'électronique

Après tous ces tests, avec un programme de simulation rapide de gerbes, il est nécessaire de tester la fonction de distribution latérale sur des gerbes CORSIKA passées dans un programme de simulation détaillée du détecteur d'Auger.

Les gerbes qui ont servi à faire les ajustements des paramètres de la fonction, sont traitées par la chaîne de programmes SDSim [93] qui va choisir un impact aléatoire dans le réseau complet et projeter la gerbe sur le réseau. Ce programme simule les particules dans la cuve et l'électronique transformant ce signal en traces FADC. Le fichier de sortie est ensuite transformé dans le même format que les fichiers de données.

Il n'est pas encore techniquement possible de faire une étude statistique de la reconstruction, alors nous avons choisi de présenter quelques exemples.

La gerbe de la figure 4.53 est d'énergie 10^{20} eV, inclinée à 20 degrés, dont les coordonnées du point d'impact dans le réseau sont 6114363 en Northing et 475629 en Easting. Nous pouvons voir que les coordonnées de l'impact sont reconstruites à environ 45 mètres, l'angle à 0,2 degré près et l'énergie à 7%. La taille reconstruite est de l'ordre de $56,5 \times 10^9 \pm 1,5 \times 10^9$ et un âge de $1 \pm 0,24$, pour une taille simulée de $57,3 \times 10^9$ et un âge de 1,048. Cela est assez remarquable. De plus la fonction de distribution latérale s'ajuste bien aux points de densités.

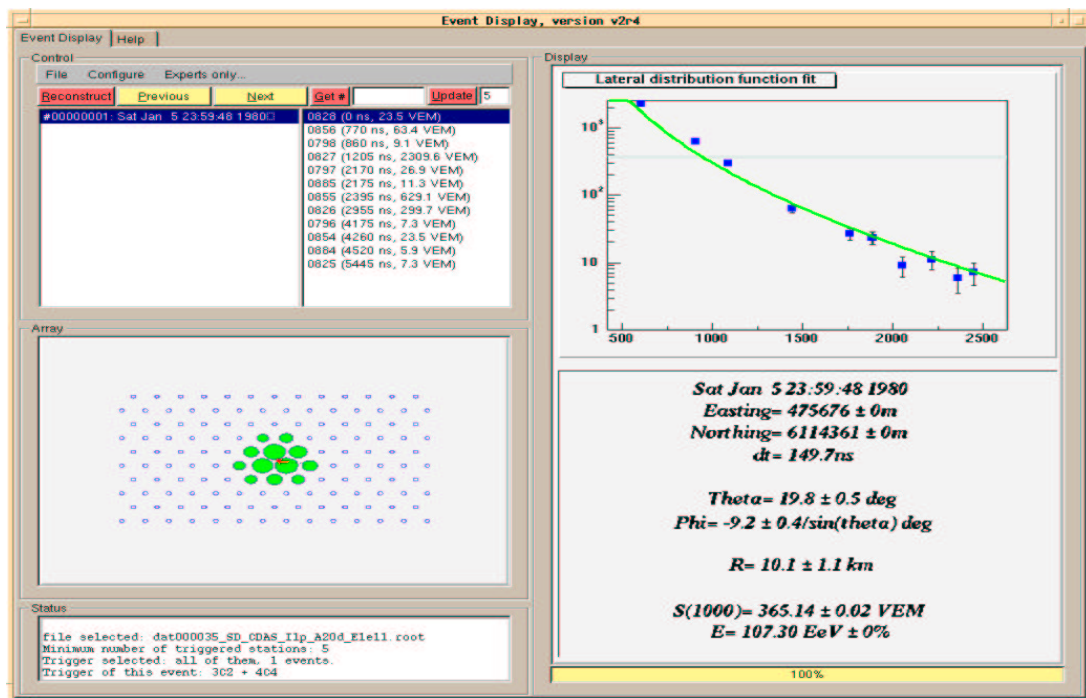


FIG. 4.53 – Reconstruction d'une gerbe simulée par SDSim.

Le même événement reconstruit avec une distribution latérale de type loi de puissance (voir chapitre 5) (FIG.4.54). La ldf n'est plus correcte au-delà de 1200 m et l'énergie reconstruite est près de 40% inférieure. L'impact est reconstruit à 60 mètres près environ.

L'exemple montré précédemment est un des rares à reconstruire simultanément les paramètres d'âge et taille. En général, la taille est surévaluée de 40% de manière systématique et l'âge lui reste la plupart du temps très proche de 1. Des études complémentaires sont nécessaires pour améliorer la reconstruction.

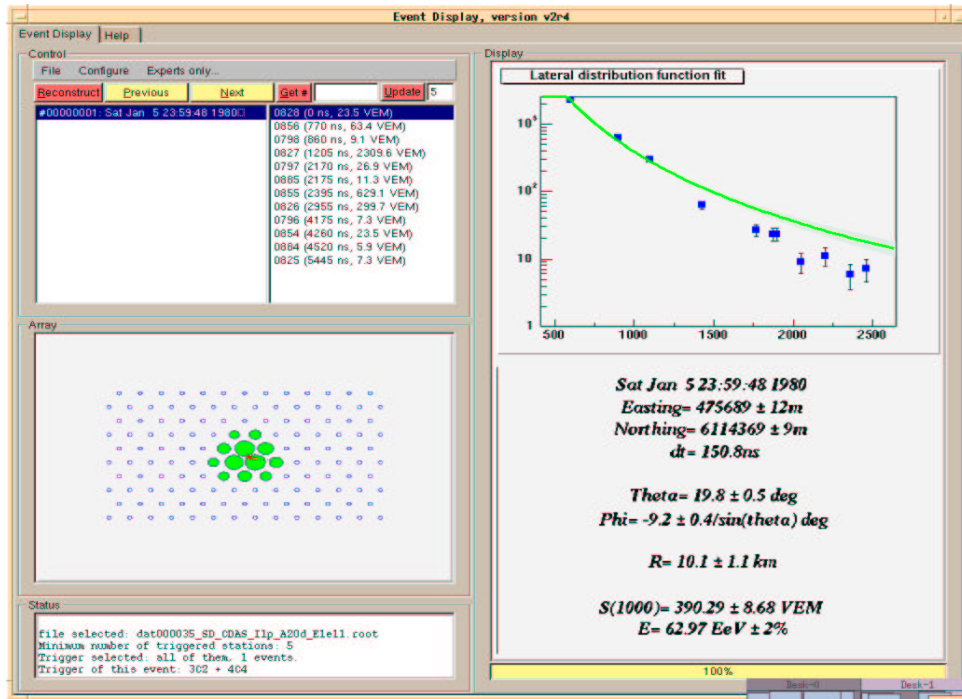


FIG. 4.54 – Reconstruction d'une gerbe simulée par SDSim.

Pour ce qui concerne l'énergie, la relation entre l'énergie et l'estimateur est de la forme :

$$E_0 = k\rho(r_{\text{ref}})^\alpha \quad (4.13)$$

Le calcul de l'énergie que j'ai utilisé à partir du signal à 1000 m est une simple règle de proportionnalité avec le signal attendu pour la gerbe moyenne à 10^{20} eV (obtenue avec la fonction de distribution latérale). Or pour chaque gerbe, le signal à 1000 m est différent, il varie avec l'âge de la gerbe. Il sera donc nécessaire dans la suite que le coefficient k de la relation précédente dépende de s .

4.7 Application aux données du réseau prototype d'Auger

Après avoir testé la fonction de distribution latérale sur des données simulées, voyons ce que nous obtenons sur les vrais données.

La plupart des événements à grand nombre de stations sont très inclinés (au-delà de 60 degrés). Cette fonction n'est pas adaptée à ces angles.

L'événement choisi pour ce test est l'événement numéro 259739 du 2 août 2002. Cet événement a 8 cuves touchées. Il traverse le réseau de détecteurs en diagonal. La reconstruction faite avec la distribution latérale présentée donne une énergie de 21,94 EeV, une taille de $8,4 \times 10^9$ et un âge de 1,05 (FIG.4.55). L'inclinaison de la gerbe est évaluée à $46,7^\circ$. La taille est sans doute trop grande pour une telle inclinaison et l'âge trop faible. Le même événement reconstruit avec une fonction de distribution latérale en loi de puissance (FIG.4.56). Le même événement avec une ldf en loi de puissance [94].

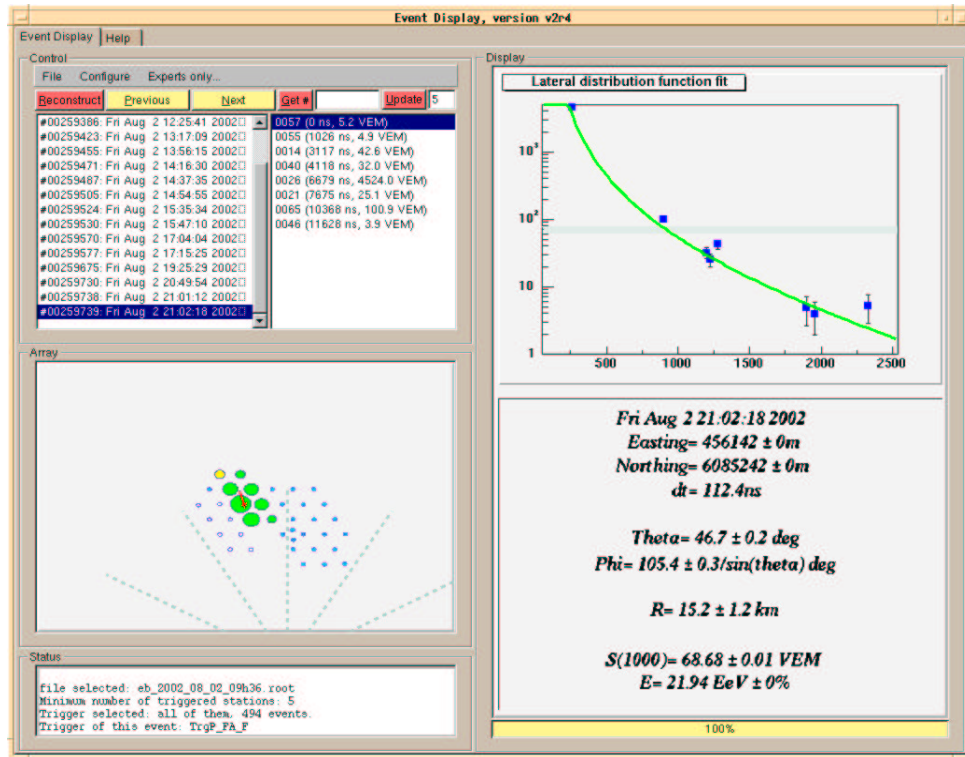


FIG. 4.55 – Reconstruction de l'événement du réseau prototype 259739 du mois d'août 2002 avec la fonction de distribution latérale hypergéométrique.

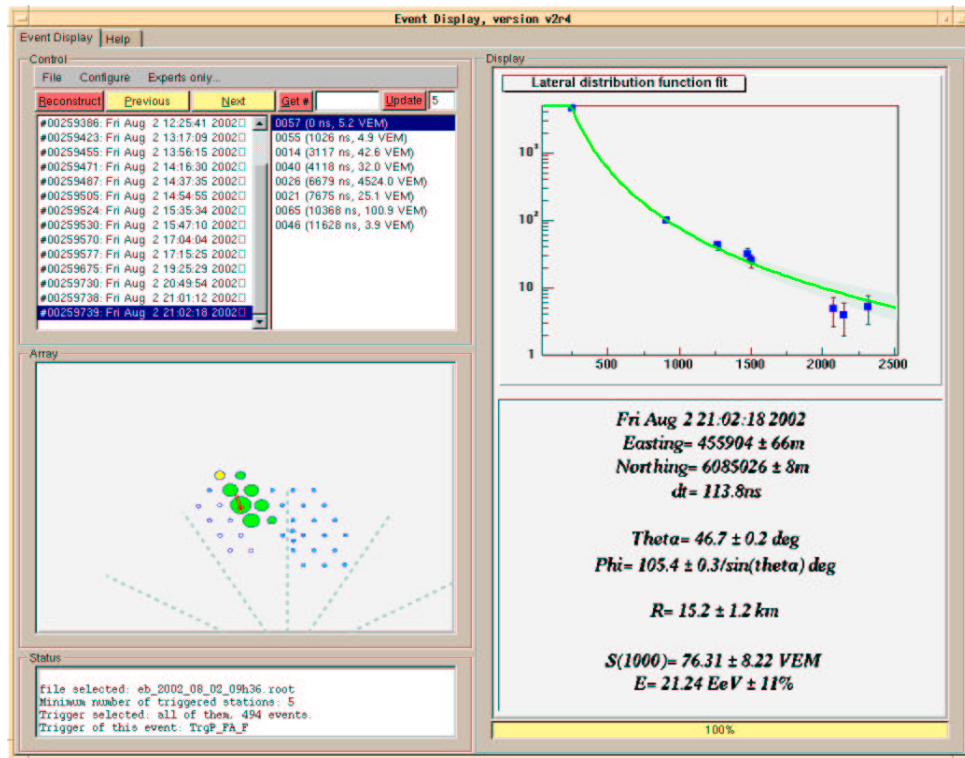


FIG. 4.56 – Reconstruction de l'événement du réseau prototype 259739 du mois d'août 2002 avec une ldf en loi de puissance.

L'estimation du signal à 1000 mètres est semblable mais la position du coeur est très différente : il y a plus de 200 m de différence ! Pourtant en général, l'impact est assez stable. Cela peut s'expliquer par la forme même de la fonction utilisée.

Pour conclure ce chapitre, il y a encore beaucoup de tests à faire en particulier en ce qui concerne la relation entre l'estimateur et l'énergie. La fonction de distribution latérale décrit bien la décroissance du signal en fonction de la distance à l'axe de la gerbe. Les paramètres âge et taille permettent de décrire les fluctuations statistique des gerbes, et permettent une bonne détermination des estimateurs. Pour une bonne détermination de l'énergie, il sera nécessaire d'inclure une dépendance du coefficient k (ou bien dans le paramètre α) avec le paramètre d'âge.

Chapitre 5

Analyse des données du réseau prototype

Le réseau de surface prototype commença à acquérir des données en août 2001 et depuis l'acquisition est permanente. La détection hybride pris des données entre octobre 2001 et mars 2002 par période de trois semaines (nuits sans lune). Depuis les premières données des centaines de milliers d'événements ont été enregistrés et près d'une centaine d'événements hybrides.

Dans ce chapitre nous aborderons le rôle du trigger central, puis les méthodes de calibration des cuves Čerenkov et nous terminerons par la méthode de reconstruction des événements par le réseau de surface, et l'événement le plus important détecté. Il n'est pas question ici d'aborder des résultats de physique sur les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie mais de présenter les données du réseau prototype, comment reconnaître un vrai événement du bruit, et l'évolution de ce réseau depuis sa mise en place.

5.1 Généralités

Le réseau de surface prototype devait être à l'origine une réplique du réseau global, en plus petite : un hexagone. Malheureusement, le terrain prévu posa plus de difficultés pour l'installation des cuves dans la Pampa, et le réseau pris la forme montrée par la figure 5.1. Les numéros indiqués correspondent au numéro de la carte électronique CPU de la station. Les stations ont aussi des noms comme Carmen, Miranda, Huron... La plupart du temps nous les appelons par leur nom plutôt que par leur numero.

Ce qui est remarquable dans ce réseau est sa forme : *ails de papillon*. Les effets de bords sont considérables, comparativement à un hexagone. En effet la surface de détection est modifiée de manière importante suivant la forme du réseau et dans le cas où une station ne fonctionne pas (tout dépend de l'endroit où la station se trouve dans le réseau).

5.2 Triggers

Nous avons abordé au chapitre 2 l'acquisition des données, et décrit les triggers de la station locale (T1 et T2). C'est la station centrale qui fabrique le trigger de dernier niveau

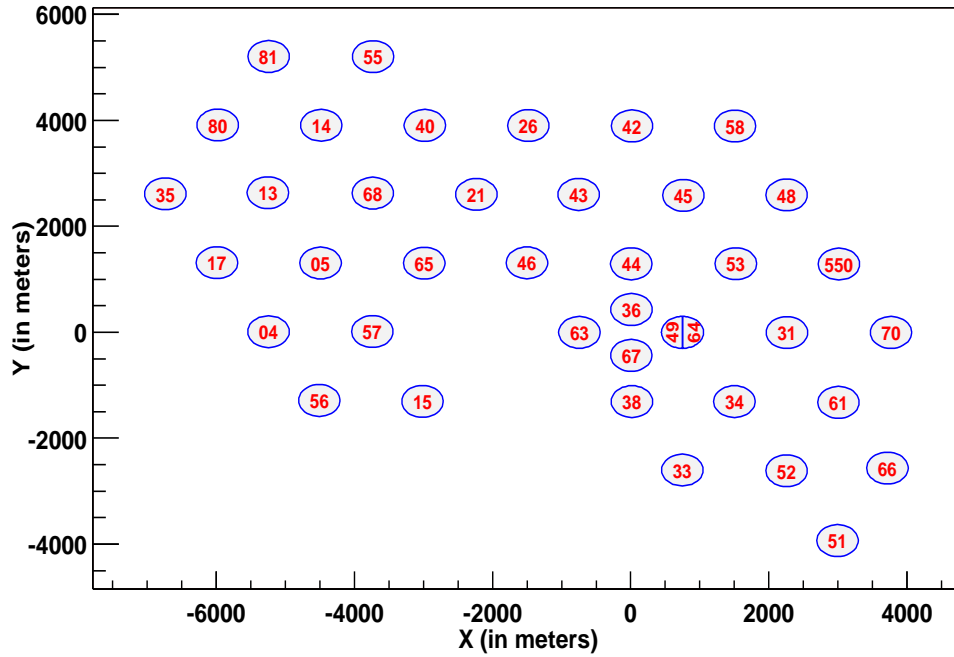


FIG. 5.1 – Réseau de surface prototype de l'Observatoire Pierre Auger.

(T3). C'est ce dernier que nous allons aborder ici.

Au cours du temps, les caractéristiques des triggers s'affinent. Dans la première année de l'expérience (juillet 2001-juillet 2002), un programme contenant différents algorithmes de T3 spécifiques à l'EA a été mis en place, et en juillet 2002, il fut remplacé par le trigger central (Ct) pour le grand réseau.

Rappelons que dans le cas du réseau prototype, lors d'un déclenchement d'événement, c'est à l'ensemble des cuves que l'on demande de rechercher des traces correspondant à une fenêtre temporelle. Cela ajoute la plupart du temps des signaux fortuits et parfois des signaux des événements physiques n'ayant pas passé la condition de trigger de deuxième niveau.

Cette procédure permet aussi de tester les échanges de messages entre la station centrale et les stations locales, ainsi que le transfert du flux de données. Il faut être sûr que les données sont récupérées intégralement.

Depuis la mise en place de Ct , les noms des triggers ont changé mais ce sont les mêmes topologies qui sont recherchées.

La nouvelle nomenclature est explicite sur la topologie de l'événement. Les noms sont de la forme :

$$(n + 1)Cm$$

où $n + 1$ représente le nombre total de triggers locaux : 1 au centre de quatre couronnes hexagonales et n autour. Le nombre m fait référence au numéro de la couronne la plus proche à laquelle le trigger appartient, c'est-à-dire qui vérifie la relation :

$$t_i - t_0 < m \times \Delta t + 5\mu s$$

avec t_0 est le temps du trigger central et Δt est une incertitude sur le temps GPS et qui est prise à $6 \mu s$. Les contraintes C peuvent être combinées avec des opérateurs logiques

TAB. 5.1 – Correspondance des anciens triggers

Ancien nom	Nouveau nom
TrgP_EA_A	3C2
TrgP_EA_B	3C1H
TrgP_EA_D	3C1
TrgP_EA_D++	3C4
TrgP_EA_E	2C1&3C2
TrgP_EA_F	3C2&4C4

“Et” (&) et “Ou” (+). Le tableau 5.1 résume la nouvelle nomenclature.

Par exemple, le trigger *TrgP_EA_A* ou *3C2* signifie que l’on a une coïncidence à 3 cuves avec une centrale et les 2 autres sur les 2 premières couronnes autour (avec les conditions temporelles ci-dessus).

La figure 5.2 montre les histogrammes des différents triggers dans la période juillet 2001 et début août 2003. Ils sont apparus à différentes époques, ce qui explique les différences entre les valeurs des histogrammes.

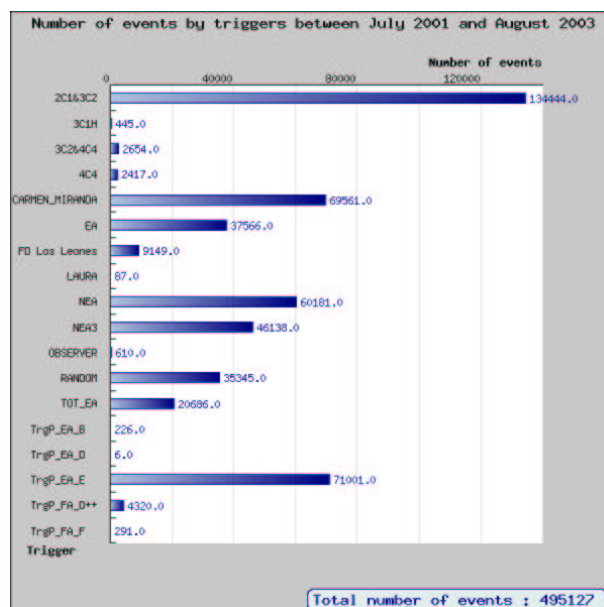
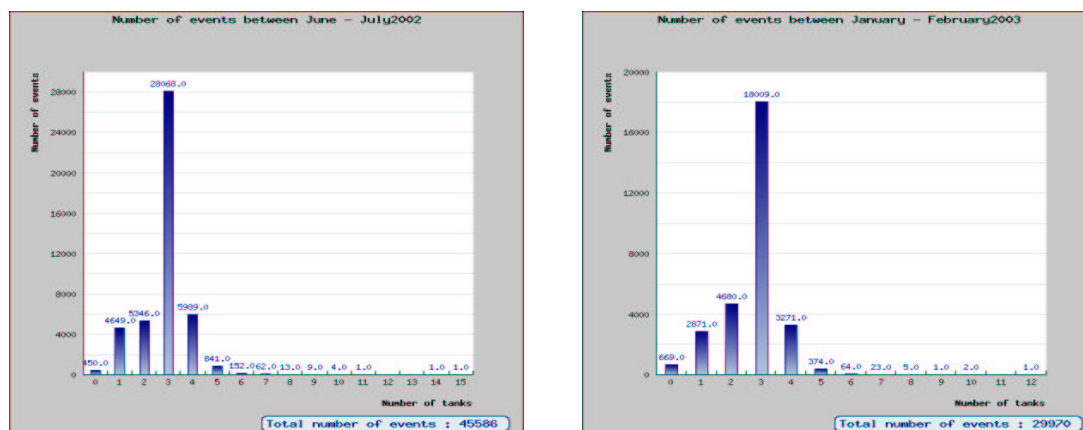


FIG. 5.2 – Histogramme des triggers dans la période juillet 2001 - août 2003. Les triggers avec la nouvelle nomenclature ne sont apparus qu’à partir de juillet 2002.

De plus les conditions de trigger deviennent plus restrictives, comme par exemple la fenêtre de temps dans laquelle on demande aux stations qui n’ont pas de T2 qui devient

plus petite. La figure 5.3 représente les histogrammes du nombre de cuves touchées dans deux périodes différentes : la première pour le mois de juin 2002 et la seconde pour le mois de janvier 2003. Nous pouvons voir la diminution du nombre d'événements pour chacune



(a) Période du 1^{er} au 31 juin 2002.

(b) Période du 1^{er} au 31 janvier 2003.

FIG. 5.3 – Histogrammes du nombre de cuves touchées pour deux périodes différentes.

des valeurs, en particulier pour les 2, 3 et 4 cuves. Cela provient de la demande à toutes les stations du réseau d'envoyer leurs données lors d'un T3 et par conséquent d'ajouter des cuves qui ne sont pas concernées par l'événement. Au fur-et-à mesure que les mois passent, l'analyse des événements devient plus précise et nous pouvons restreindre les fenêtres de temps. Les triggers seront sans doute amenés à être à nouveau modifiés.

L'expérience acquiert des données que nous analysons mais il faut que ces données soient calibrées. Ce qui n'est pas une chose simple. Le réseau prototype permet de tester des méthodes de calibration.

5.3 Calibration des données du réseau de surface

Pendant les premiers mois de fonctionnement, aucune calibration des cuves n'était prévue. Cela implique qu'il n'y avait pas de trigger T2 ; les stations n'avaient pas 100 Hz de T1 parmi lesquels choisir 20 Hz de T2. Tous les T1 étaient utilisés en T2.

Il n'y avait pas de *buffer* de muons. L'idée est de calibrer les cuves à partir du fond de muons atmosphériques et cela demandait un buffer de muons qui n'était pas encore implémenté mais qui l'est depuis mai 2003.

Il n'y avait pas non plus de *LED Flasher*. Ces LEDs placées dans la cuve permettent de vérifier la linéarité des PMT. Elles sont prévues sur les nouvelles cuves.

La calibration des cuves Čerenkov n'est pas si simple. Les méthodes utilisées ont consisté en premier lieu à ajuster les gains des PMT afin d'uniformiser le signal détecté par chaque PMT. Au départ, toute station ayant un taux de T2 de 20 Hz était considérée comme fonctionnant sans avoir vérifié les gains des PMT. Des variations de signal importantes étaient détectées sur les événements.

Par la suite, il fallu trouver une méthode de calibration absolue. Une méthode utilisant les triggers aléatoires de la station centrale était le début d'une calibration absolue. En effet, toutes les deux minutes, un trigger T2 choisi aléatoirement est désigné T3. Nous avons ainsi des traces FADC de manière aléatoire et qui ont dépassé le seuil de T2. La quasi totalité des signaux aléatoires sont caractérisés par une montée très rapide (environ 15 ns) et une décroissance de l'ordre de 70 ns (FIG.5.4). L'extraction du pic et de l'intégrale sont ensuite utilisés pour la calibration ; le pic et l'intégrale du signal sont proportionnels et fluctuent peu. Ils permettent d'intercaler les trois PMT de chaque cuve.

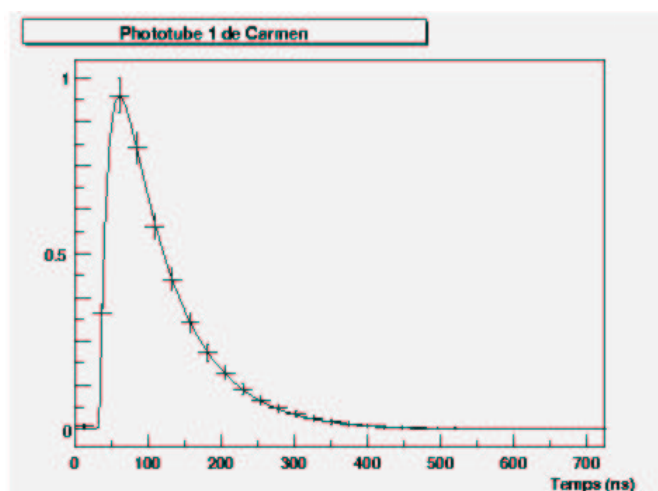


FIG. 5.4 – Signal d'un phototube moyenné sur 402 événements du PMT de la cuve Carmen [95].

La cuve Laura, au bâtiment d'assemblage permet de faire beaucoup de tests impossibles à faire dans la Pampa. Elle permet de déterminer les taux de trigger en fonction du seuil sur chaque PMT et du niveau de coïncidence demandé. De plus, elle permet de faire l'histogramme du signal pour chaque PMT. Cet histogramme doit présenter une bosse correspondant à la traversée de la cuve par un muon. Suivant la distribution angulaire des muons et les dimensions de la cuve, cette bosse doit se situer plus ou moins loin du signal attendu pour un muon vertical. Des mesures effectuées sur une cuve similaire à celle de l'expérience Auger [96] indiquent une équivalence entre cette bosse et le VEM (FIG.5.5).

Une fois ces tests réalisés, une calibration *Online* a été mise au point. Les résultats des tests sur Laura montraient que le taux de 100 Hz de T1 était obtenu pour un seuil à 2,8 VEM (le VEM vaut 50 coups ADC) au dessus de la ligne de base. On règle pour chaque PMT la tension afin d'obtenir 100 Hz (les autres PMT étant éteints). On met les tensions déterminées précédemment et demander une coïncidence des trois PMT doit faire baisser le taux à 20 Hz. Ainsi les gains des PMT sont intercalibrés et les pics ne varient guère plus de 5%.

Mais la valeur du VEM dérive, il faut donc suivre son évolution, et la méthode du taux de comptage semble bien adaptée. Cette méthode a été implémentée dans la station locale et est utilisée sur les triggers T1. Ces triggers sont la coïncidence des trois PMT au dessus de 1,75 VEM. Le but de la méthode est de déterminer la valeur réelle du VEM de chaque PMT, puisque c'est la valeur du VEM qui est utilisée pour décider du trigger de la station locale. Celle-ci vérifie que le taux de chaque PMT au dessus de 2,3 VEM doit être de 70

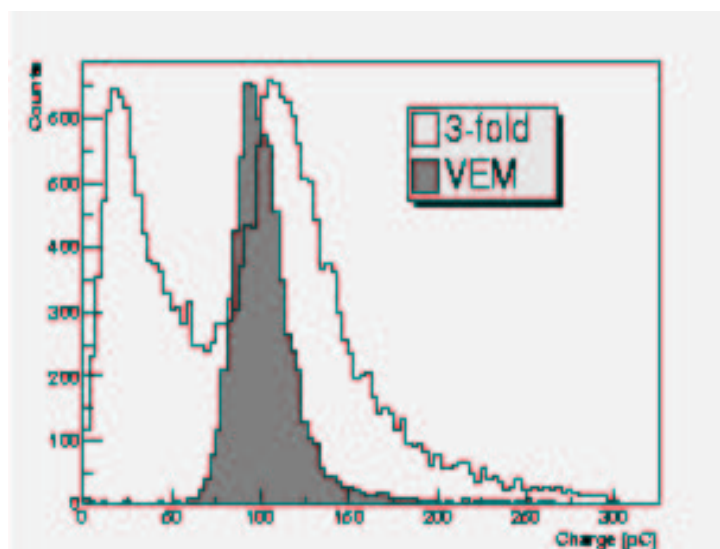


FIG. 5.5 – Histogramme du signal intégré détecté par un détecteur de surface créé par le flux des muons atmosphériques. La première bosse est due à la coïncidence des 3 PMT, et le second correspond au signal laissé par un muon traversant la cuve. Les événements grisés sont détectés par un télescope à muons comme des muons verticaux et centrés.[97]

Hz. En effet, un gain trop élevé sur un PMT ne modifiera pas sensiblement le taux des T1 mais par contre son taux au-dessus de 2,3 VEM sera plus élevé que les autres. Si un PMT n'a pas le bon taux, la station locale modifie la valeur du VEM pour ce PMT. À la fin de cette vérification, la cuve a déterminé la valeur du VEM pour chaque tube.

Depuis mai 2003, la mise en place des buffers de muons permettent de faire les histogrammes en temps réel, en même temps que l'acquisition des données. En utilisant les valeurs du pic et de la charge du VEM définis auparavant, la station choisit des seuils à 0,1 VEM et prend tous les événements en coïncidence avec un taux de 3 kHz. Les histogrammes de pic et de charge sont obtenus à partir de 20 bins de traces FADC, incluant 3 bins de pré-trigger. Cela permet de déterminer la forme du signal du muon chaque minute avec une très bonne précision.

Deux LED sont utilisées pour obtenir le rapport des gains anode/dynode, et de vérifier la linéarité des PMT.

Ainsi les méthodes de calibration mises au point deviennent de plus en plus précises et fiables et sont implémentées afin d'éviter un maximum de déplacements sur site. Des séquences de calibration sont demandées toutes les deux heures par la station centrale. Même si un ou deux PMT ne fonctionnent pas, cela n'empêche pas la calibration de la station (moins bonne évidemment mais la station prend quand même des données). Les données calibrées sont prêtes à être reconstruites.

Une autre fonction du réseau prototype est de permettre de tester des algorithmes de reconstruction afin de trouver ceux qui sont les plus fiables, et nous donnant ainsi un aperçu de ce que l'on attend avec le réseau entier. Comme nous l'avons déjà souligné, la forme du réseau rend les effets de bords très importants et gênant pour la reconstruction. Nous avons déjà vu au chapitre précédent que donner la valeur de l'énergie des gerbes reconstruites n'est pas une chose évidente : le lien entre l'estimateur et l'énergie n'est pas simple.

5.4 Principe de reconstruction

Nous maintenant allons aborder le principe de reconstruction des événements du réseau de surface.

5.4.1 La direction d'arrivée

La direction d'arrivée est la première des caractéristiques que l'on peut reconstruire. Si l'on fait l'hypothèse, en première approximation, qu'une gerbe atmosphérique est assimilable à la propagation du front (FIG.5.6(a)), on peut à l'aide des temps d'arrivées sur les détecteurs reconstruire la direction de la gerbe. Le plan se propage à la vitesse de la

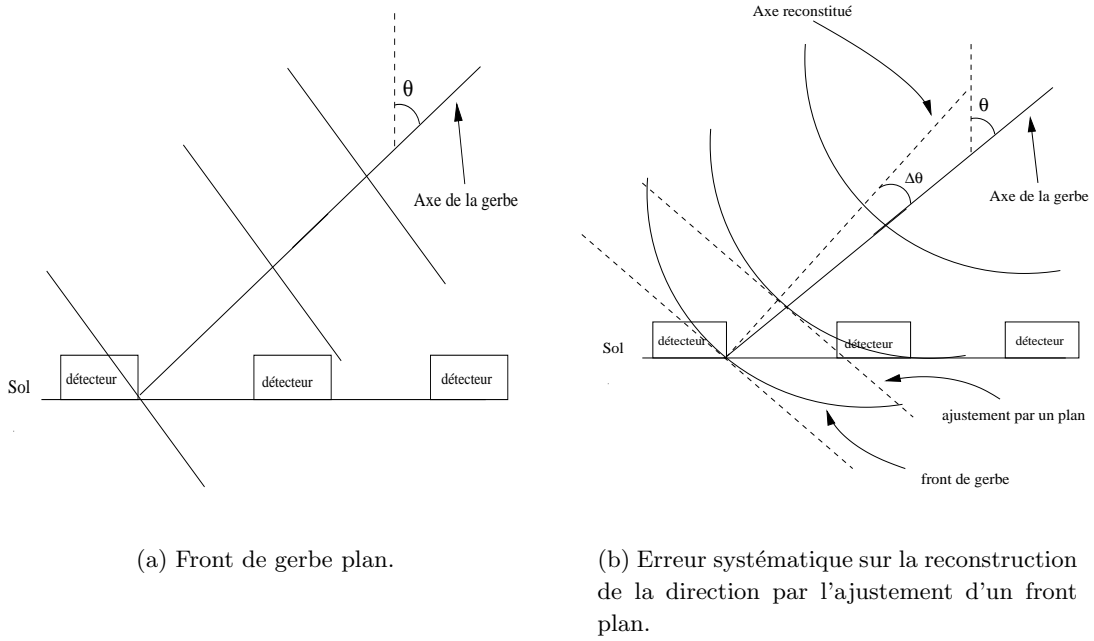


FIG. 5.6 – *Front de gerbe et courbure. La figure de droite montre l'erreur faite par l'ajustement d'un front plan.*

lumière c , selon l'équation :

$$ct_i = cT_0 - (ux_i + vy_i + \sqrt{1 - u^2 - v^2}(z_i - z_{\text{ref}}))$$

où u et v sont les cosine directeurs définis par :

$$\begin{aligned} u &= \sin \theta \cos \phi \\ v &= \sin \theta \sin \phi \end{aligned}$$

T_0 est le temps d'arrivée au sol de l'axe de la gerbe, z_{ref} est une altitude de référence prise ici à l'altitude moyenne d'Auger (1400 m) et t_i , x_i , y_i sont les temps et les coordonnées des détecteurs. Le dernier terme peut être négligé par rapport aux autres (la variation d'altitude est négligeable comparativement à l'espacement).

L'ajustement sur les t_i donne les valeurs de T_0 , u et v avec lesquels on calcule les angles zénithal et azimuthal θ et ϕ .

La figure 5.7 montre le résultat de la reconstruction de u et v . Le plan est peuplé de manière uniforme. En bleu la reconstruction brute, et en rouge avec la coupure :

$$u^2 + v^2 \leq 1$$

qui représente les événements physiques puisque $u^2 + v^2 = \sin^2 \theta$. Dans le cas d'un flux isotrope des rayons cosmiques et d'une acceptation uniquement dépendante de la géométrie du réseau, la répartition des événements physiques est aussi uniforme dans le plan (u,v) et proportionnelle à $\cos \theta d\Omega$.

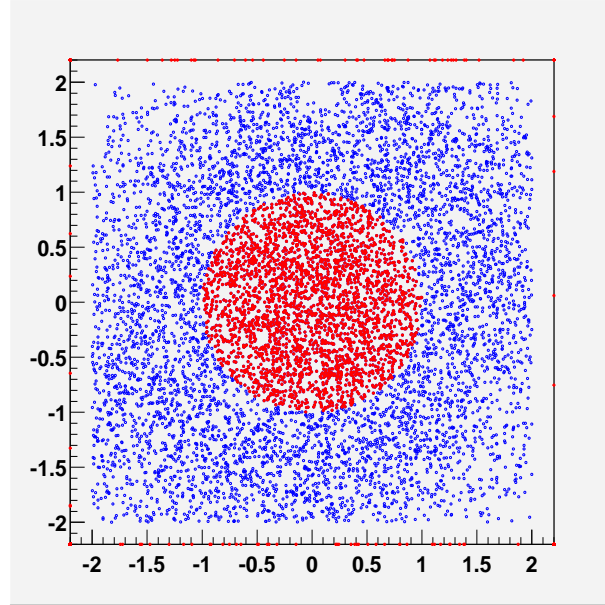


FIG. 5.7 – Distribution des événements dans le plan (u,v) . Ce sont les données du mois de mai 2002.

Le front de gerbe est une bonne approximation lorsque les événements ne sont pas trop étendus, par exemple, lorsque l'on a 3 ou 4 stations les unes à côté des autres. Au-delà, il est préférable d'ajouter une courbure afin d'éviter toute erreur systématique sur la reconstruction angulaire (FIG.5.6(b)).

On fait alors une nouvelle approximation : un front de gerbe circulaire. Le rayon de courbure R dépend du stade de développement de la gerbe, et est sans doute un indicateur de la composition. En effet, plus le primaire est lourd, plus il y a de muons et plus la première interaction a eu lieu haut dans l'atmosphère, et donc la gerbe est plus âgée. Cependant, les particules au début de la cascade sont encore très énergétiques et proches de la direction d'incidence du primaire : ainsi le rayon de courbure pointe vers la région où la composante muonique et électromagnétique se développent.

Ainsi l'équation du front de gerbe devient :

$$ct_i = cT_0 - (ux_i + vy_i + \frac{d_1^2}{2cR})$$

5.4.2 Événements physiques et coupures

Une fois la reconstruction angulaire réussie, il nous reste à rechercher le cœur de la gerbe, et son énergie. Cependant, il se peut encore qu'il y ait parmi les stations de

l'événement sélectionné, des coïncidences fortuites : il faut les rejeter. On peut imaginer plusieurs coupures permettant de faire le tri.

Une première coupure est de vérifier la compatibilité entre les temps des stations et les distances entre les cuves afin de ne pas avoir des gerbes se déplaçant plus vite que la lumière !

Une autre coupure serait une distance maximum d_{\max} , entre les cuves touchées. En effet, les gerbes que l'on souhaite détecter sont d'énergie comprise entre 10^{18} eV et 5×10^{19} eV. Leur extension latérale ne peut donc pas dépasser certaines distances pour être détectées.

Aussi un autre paramètre est lié à l'énergie des gerbes étudiées est le signal déposé dans la cuve. Il est intrinsèquement lié à l'extension latérale. Mais une autre caractéristique du signal nous intéresse. Le rapport entre le signal intégré et le pic. En effet, le bruit de fond est composé de muons et dans une seconde mesure de mini-gerbes. Le rapport signal/pic dans le cas d'événements intéressants se détache du bruit de fond.

La figure 5.8 représente le rapport signal/pic en fonction $\sqrt{u^2 + v^2}$. Le bruit de fond est aux alentours de 2 tandis que dans le cas d'événements intéressants, ce rapport est plus grand (supérieur à 3). Une coupure que l'on peut imaginer est de demander que pour un certain nombre de stations, au moins deux, la valeur du rapport signal sur pic soit plus grande que 3.

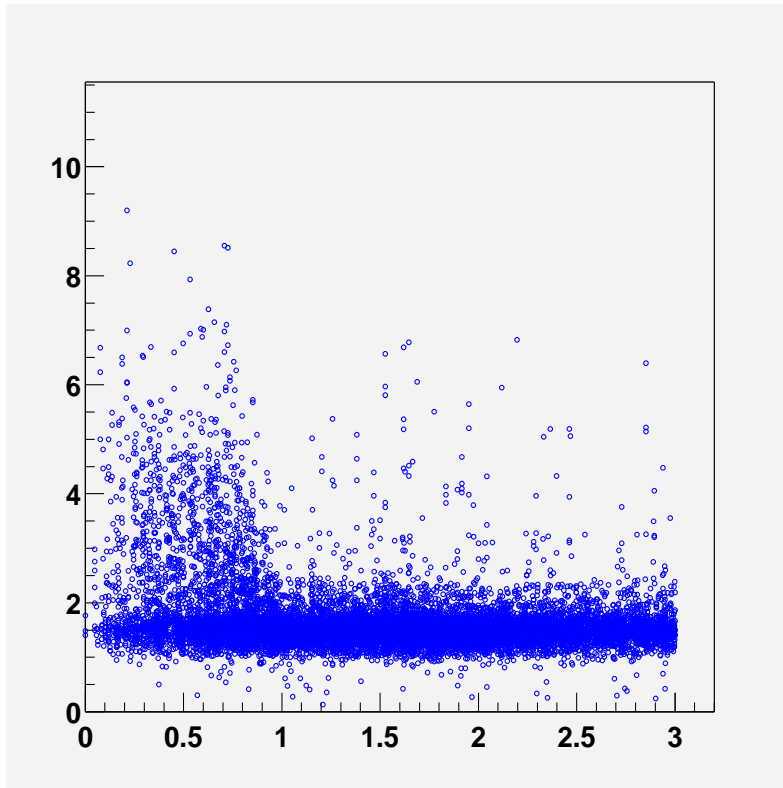


FIG. 5.8 – *Signal sur Pic en fonction de $\sqrt{u^2 + v^2}$.*

Une fois toutes les coupures passées, il reste à trouver l'impact de la gerbe et l'énergie primaire. En général le calcul du barycentre (avec les signaux des cuves) donne une bonne

approximation du cœur de la gerbe (environ 200 m) [98, 99].

Plus généralement, on utilise le programme Minit pour faire un ajustement simultané de la position et de l'énergie. La figure 5.9 montre les impacts reconstruits pour les événements à plus de 5 stations au mois de mai 2002.

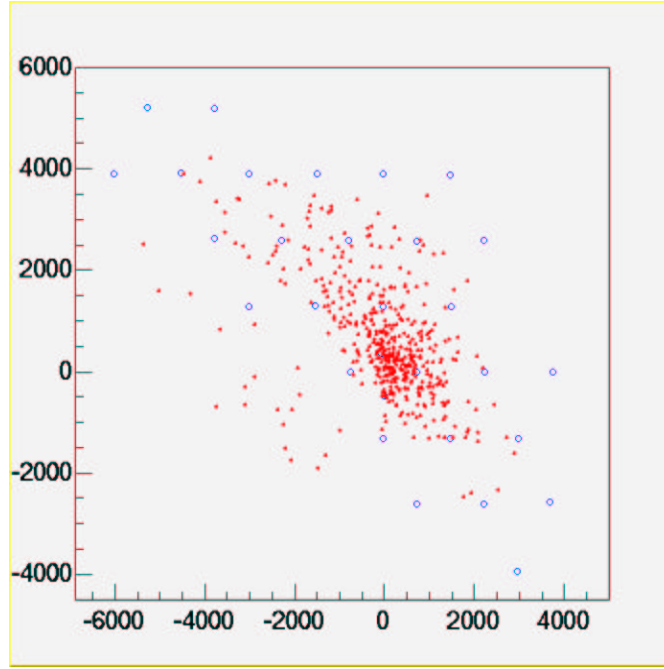


FIG. 5.9 – Impacts reconstruits des événements à plus de 5 stations au mois de mai 2002.

La reconstruction de l'énergie est plus délicate. Il y a encore beaucoup à faire pour donner une énergie avec moins de 30% d'incertitudes. Pour la reconstruction des données, nous avons utilisé la fonction de distribution latérale suivante [94] :

$$\rho(r) = \frac{E^{0,95}}{\sqrt{1 + 11,8 \times \left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right)^2}} \left(\frac{r}{r_{\text{ref}}}\right)^{-\beta(\theta)} \quad (5.1)$$

avec $\beta(\theta)$:

$$\begin{aligned} \beta(\theta) &= 4,735 - \frac{1,236}{\cos\theta} \text{ si } \theta < 60^\circ \\ \beta(\theta) &= 2,672 - \frac{0,161}{\cos\theta} \text{ si } \theta > 60^\circ \end{aligned}$$

et r_{ref} correspond à une distance de référence, ici 1000 m. Le signal à 1000 m sert donc d'estimateur de l'énergie primaire.

Pour illustrer un événement du réseau prototype, nous avons le choix mais pourquoi ne pas tout simplement choisir le plus grand !

5.5 Événement du 23 mai 2002

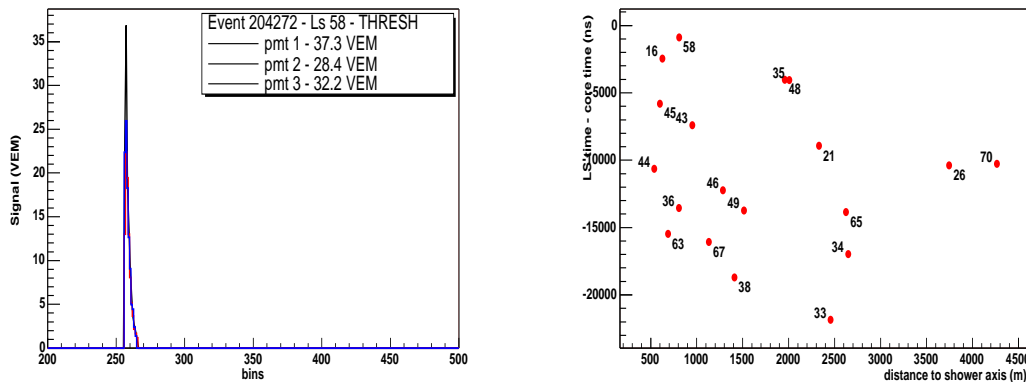
Il n'était pas possible de parler des événements du réseau prototype sans parler du plus important que l'on ait détecté jusque là et qui a déjà fait beaucoup parlé de lui.

Le 23 mai 2002, un événement touchant 20 cuves (sur les 32 fonctionnant) a été détecté. Comme la plupart des événements à haute multiplicité, sinon tous, il très incliné; son angle est estimé à plus de 80 degrés. Le tableau 5.2 résume la reconstruction.

TAB. 5.2 – Événement 204272 à 20 cuves.

X impact	$835 \text{ m} \pm 157$
Y impact	$4427 \text{ m} \pm 386$
Z impact	1402 m
θ	$81,59^\circ \pm 0,6 \text{ degré}$
ϕ	$250,57^\circ \pm 2 \text{ degrés}$
Rayon de Courbure	109 km
Densité à 1000 m	$14,27 \pm 1,46$
Énergie	52,58 EeV

Pour ce type de gerbes (très inclinée), la partie électromagnétique est entièrement absorbée, et il ne reste plus qu'un front de muons se propageant. Ils sont peu déviés et il n'est donc pas étonnant que le rayon de courbure soit grand (en général les valeurs calculées sont de l'ordre de la dizaine de kilomètres pour des événements pas trop inclinés), et que les signaux soient très piqués (FIG.5.10(a)).



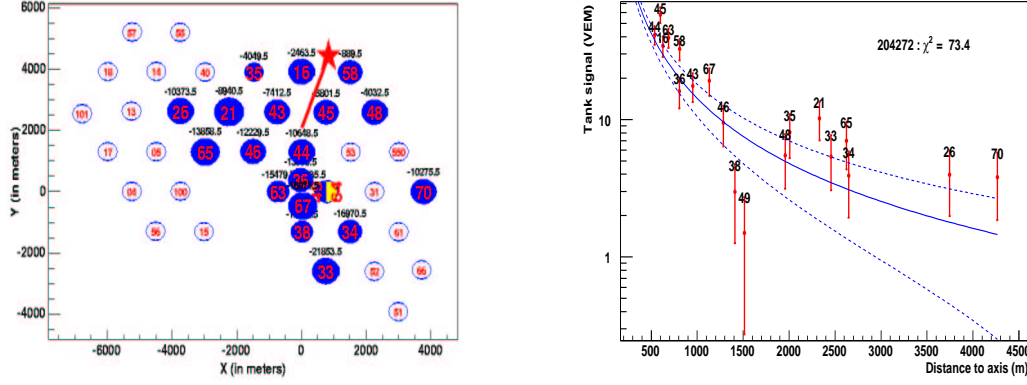
(a) Signal dans la cuve 58. Signal typique de muon.

(b) Différence de temps entre la station et le temps de l'impact en fonction de la distance à l'axe de la gerbe.

FIG. 5.10 – Signal dans une cuve touchée. Cheminement de la gerbe.

La figure 5.10 permet de visualiser la direction de propagation de la gerbe, alliée à la reconstruction de l'impact dans le réseau (FIG.5.11(a)). La figure 5.11(b) montre le résultat

de l'ajustement de la fonction de distribution latérale citée au paragraphe précédent.



(a) Position de l'impact de la gerbe reconstruite dans le réseau.

(b) Fonction de distribution latérale ajustée sur les densités

FIG. 5.11 – Position du coeur reconstruit et ajustement de la fonction de distribution latérale.

Il est à remarquer que cette reconstruction positionne le coeur à l'intérieur du réseau. En effet, comme nous l'avons déjà souligné, les effets de bords sont importants. Dans le cas présent, la gerbe n'étant pas contenue dans le réseau, on peut envisager plusieurs reconstructions en tenant compte ou pas de *stations silencieuses*; en n'utilisant pas cette contrainte le coeur peut être reconstruit en dehors du réseau et cela peut changer considérablement l'énergie reconstruite puisque cela affectera l'estimateur.

Pour les gerbes inclinées, des reconstructions particulières sont envisagées [100].

5.6 Effets de bords et Acceptance du réseau prototype

L'acceptance du réseau prototype permet d'estimer si le taux d'événements détectés correspond à celui attendu, et permet aussi de se rendre compte des effets de bords.

La forme du réseau est importante. Lors de l'acquisition des données, des stations peuvent ne pas fonctionner et donc ne pas prendre de données, ce qui modifie la forme du réseau de détection. Alors le nombre de stations fonctionnant ou pas durant l'acquisition est d'une grande importance pour calculer l'acceptance du détecteur. La station centrale enregistre les stations qui entrent ou sortent de l'acquisition permettant de suivre la surface de détection.

La figure 5.12 montre l'influence du manque d'une station dans certaines parties du réseau prototype [101]. La figure a été réalisée en simulant des disques de gerbes d'énergie de 10 EeV dont le rayon correspond au rayon de trigger de T2, c'est-à-dire le disque à l'intérieur duquel les stations déclenchent un trigger T2, fixé à 3 VEM par cuve. Pour 10 EeV, ce rayon vaut de l'ordre de 1750 mètres et est proche de l'espacement des cuves dans le réseau ce qui explique l'influence du manque d'une cuve.

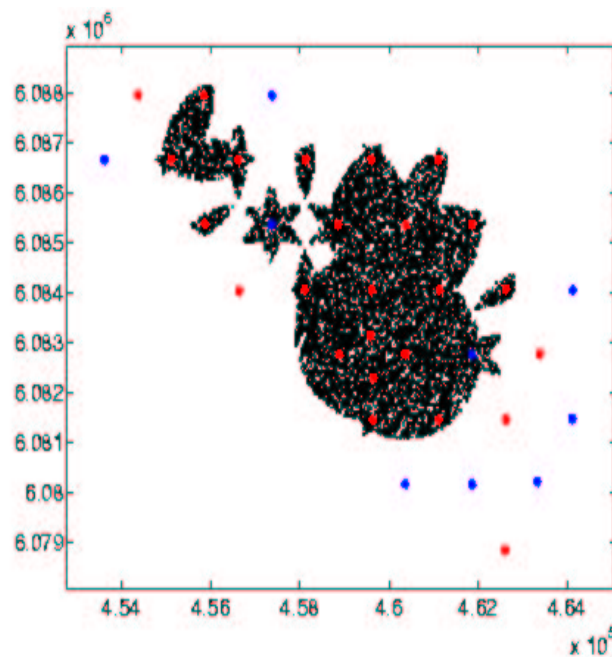


FIG. 5.12 – Influence du manque d’une station dans le réseau prototype. Gerbes verticales simulées de 10 EeV. Les points rouges sont les stations “vivantes” et en bleu les stations “mortes”. On peut remarquer l’importance des stations dans le centre du réseau. L’abscisse correspond au Northing et l’ordonnée à l’Easting, qui sont le système de coordonnées utilisé sur le site.

L’acceptance représente la surface de détection : elle est calculée à partir du nombre de stations *vivantes*. Elle dépend de l’énergie. La figure 5.13 montre la dépendance de l’acceptance en fonction de l’énergie [101]. On peut noter la nette variation de l’acceptance autour de 10^{19} eV. Il va donc être important de bien comprendre le trigger du détecteur, de bien représenter la distribution latérale. Tout cela est lié.

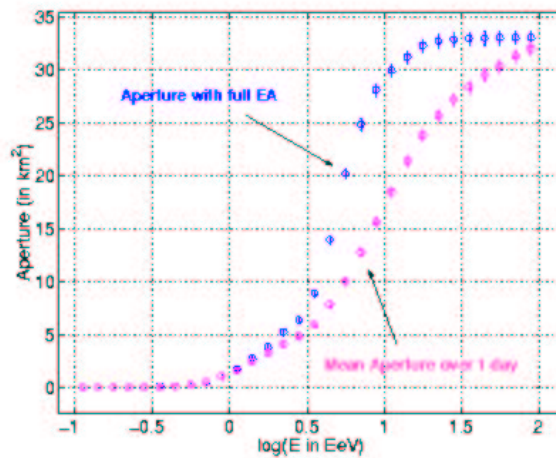
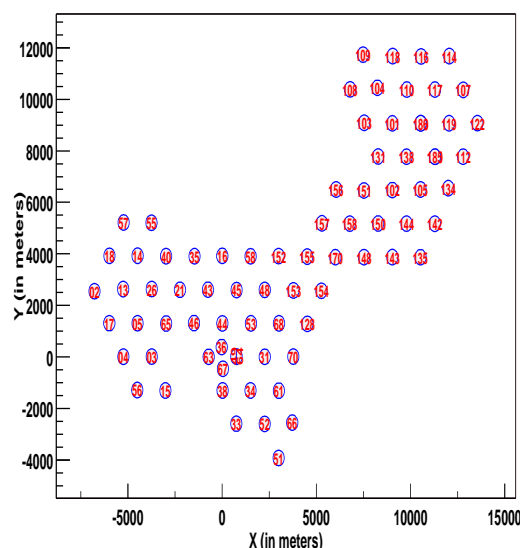


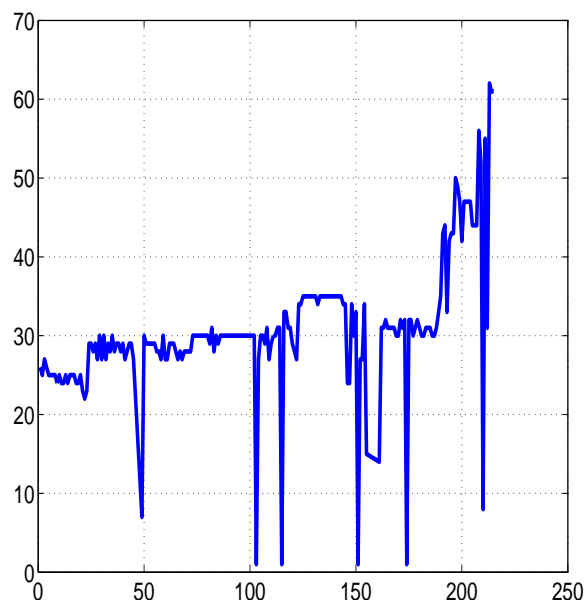
FIG. 5.13 – Acceptance en fonction de l’énergie sur une journée. full EA correspond au cas où toutes les stations fonctionnent.

5.7 Pré-production

Depuis le début de l'année 2003, l'installation de nouvelles cuves s'est poursuivie. Depuis juin 2003, nous avons près de 80 cuves. Le réseau s'est maintenant agrandi comme le montre la figure 5.14(a). La nouvelle portion ajoutée a presque la forme hexagonale et



(a) État du réseau de surface au 31 juillet 2003.



(b) évolution du nombre de stations en fonction du nombre de jours entre janvier 2003 et juillet 2003. les trous ne sont pas physiques, l'information du nombre de stations était indisponible.

FIG. 5.14 – *Agrandissement du réseau prototype.*

les reconstructions à venir seront plus robustes car les gerbes seront mieux contenues dans le réseau alors que dans le réseau prototype cela était difficile. Les conditions de trigger seront plus proches des événements physiques recherchés.

Le nombre de stations augmentent depuis deux mois (FIG.5.14(b)).

5.8 conclusion

Le réseau prototype a donné une grande satisfaction tant au point de vue de l'électronique qu'au point de vue des programmes d'acquisition. Les données sont de bonne qualité et permettent déjà des reconstructions angulaires de l'ordre du degré. Ce qui est encourageant pour la suite et les futures études sur les multiplets.

Les études se sont portées sur l'acceptance du réseau qui est liée à la distribution latérale, et donc à l'énergie primaire. Ces trois sujets sont très liés et des progrès dans une des trois directions permettra sans doute de progresser dans les autres rapidement.

En ce qui concerne la composition primaire, dont nous n'avons pas parlé dans cette présentation de l'analyse, les études se développent et quelques pistes apparaissent [102].

Conclusion

L'expérience Auger est aujourd'hui dans sa phase de déploiement des 1600 cuves. Près d'une centaine de détecteurs, à la fin d'août 2003 fonctionnent et ce nombre augmente de jour en jour. D'ici un an et demi, le réseau comportera plus de mille cinq cent détecteurs et quatre détecteurs à fluorescence afin d'acquérir la statistique tant attendue à haute énergie. C'est avec impatience que l'on attend les nouvelles données.

Le bon fonctionnement du réseau prototype et la qualité de ses données permirent de développer des méthodes d'analyses déjà performantes, et des études importantes pour le grand réseau ont débuté : les études sur les triggers, l'acceptance ou sur la distribution latérale. Il reste encore beaucoup à faire pour avoir une estimation précise de l'énergie en adéquation avec les performances attendues du détecteur.

En ce qui concerne la simulation de gerbes atmosphériques, le modèle NEXUS 3 sera à comparer aux deux autres modèles utilisés QGSJet et Sybill ; son extrapolation aux hautes énergies est sans doute plus cohérente que les autres. Ces modèles, configurés pour reproduire les propriétés moyennes des gerbes entre 10^6 GeV et 10^{10} GeV (T_{\max} , N_{μ/N_e} , $\lambda_{\text{absorption}} \dots$) se situent dans la moyenne des prédictions pour le LHC ; Isajet et Pythia représentent les limites extrêmes. Le dilemme masse primaire-énergie sera simplifié si le LHC peut fixer un profil de production multiple et conforter les bases de l'extrapolation (trajectoire asymptotique du Pomeron par exemple).

Aussi, la comparaison des modèles utilisés dans les rayons cosmiques avec ceux du LHC est nécessaire pour les extrapolations et afin de réunifier la phénoménologie des rayons cosmiques de celle des collisionneurs.

Nous avons mis au point une fonction de distribution latérale, plus générale que la fonction NKG, qui contient les paramètres physiques importants des gerbes que sont la taille électronique et l'âge de la gerbe ; celui-ci est relié à la profondeur du maximum (X_{\max}). Ce paramètre pourra être comparé avec celui mesuré par la fluorescence (via le X_{\max}). Il faut encore affiner la détermination de ces deux paramètres de manière fiable dans la reconstruction des événements ; cependant la forme de la fonction semble déjà bien s'ajuster à la décroissance du signal d'après la simulation actuelle du détecteur.

La conversion en VEM est à approfondir et la dépendance avec l'angle zénithal de la gerbe doit être affinée. Pour le moment, la chaîne de simulation complète du détecteur n'est sans doute pas encore assez fiable pour établir une relation définitive entre le signal à 1000 m et l'énergie primaire.

L'estimation de l'énergie semble assez indépendante des modèles pour la fluorescence. Pour le réseau de surface, les simulations ne donnent pas les mêmes distributions de particules au sol, ce qui ne donne pas le même estimateur en fonction des modèles choisis.

Il reste donc beaucoup à faire en simulation pour comparer tous les modèles d'interaction à haute, comme à basse énergie. À l'issue de la conférence de l'ICRC 2003 au Japon, il semblerait que la distribution latérale muonique serait diminuée à grande distance de l'axe (30% vers 600 m et 50% au-delà de 1 500 m) d'après le modèle FLUKA comparativement au modèle GHEISHA utilisé dans nos simulations. Cela nécessitera d'être vérifié, et comparé aux autres modèles. Cette circonstance peut être facilement prise en compte dans les simulations avec le programme STAR présenté.

Enfin, il faut continuer à accumuler et interpréter la statistique, afin de répondre aux questions posées par l'existence de ces rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.

Annexe A

Décalage vers le rouge

Notre Univers est en expansion depuis une phase infiniment dense et chaude il y a environ 13 milliards d'années. Dans les années 1920, Hubble établit que les spectres des galaxies à grande distance sont systématiquement décalés vers de plus grandes longueurs d'onde. Ce changement de longueur d'onde est exprimé comme le décalage vers le rouge du résultat observé.

$$1 + z = \frac{\lambda_{\text{observed}}}{\lambda_{\text{emitted}}}$$

Dans le cas où $z \ll 1$, la relation de Hubble peut se réécrire comme :

$$z \sim \frac{H_0 d}{c}$$

où H_0 est le taux d'expansion actuel. Les pertes d'énergie subies par les rayons cosmiques à cause de l'expansion de l'Univers sont décrites par la perte d'énergie interne d'un gaz relativiste avec une densité de particules n et une température T travaillant pour étendre son volume :

$$dU = -PdV$$

où $P = nkT$ est la pression du gaz, et k est la constante de Boltzmann. L'énergie moyenne de chaque particule est $3kT$. Nous obtenons alors :

$$dU = nVdE = -\frac{nEdV}{3}.$$

Dans le cas où le nombre de particules N est fixé :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{adiabatique}} = -\frac{1}{3} \frac{nE}{N} \frac{dV}{dt}$$

le dernier terme représente le taux d'expansion de la région avec un champ de vitesse $\vec{v}(\vec{r})$. Un changement de volume $dx dy dz$ se déplaçant avec le flux est donné par :

$$\frac{dV}{dt} = (\nabla \cdot \vec{v})V$$

en utilisant le développement de Taylor :

$$\frac{dV}{dt} = \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z}\right) dx dy dz = (\nabla \cdot \vec{v})V$$

La fraction de perte d'énergie adiabatique se réécrit :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{adiabatique}} = -\frac{1}{3}(\nabla \cdot \vec{v})E$$

En cosmologie standard de Friedmann-Lemaître, le facteur d'échelle R s'étend à la vitesse v_0 , $v = v_0(r/R)$ et

$$\nabla \cdot \vec{v} = \frac{1}{r^2} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r^2 v_r) \right] = 3 \frac{v_0}{R}.$$

Et donc nous obtenons finalement la perte d'énergie due à l'expansion :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{adiabatique}} = \frac{v_0}{R}E = \frac{1}{R} \frac{dR}{dt} E = H_0 E$$

Les pertes par ce processus dominant entre 10^{17} eV et 3×10^{18} eV.

Annexe B

Cinématique de la photoproduction de pions.

L'inélasticité K_p ne dépend pas seulement du nombre et de la nature des particules sortantes de l'interaction mais aussi de la cinématique de l'état final. Néanmoins, une moyenne sur la cinématique des états finals donne une bonne approximation de l'inélasticité. L'inélasticité donne la fraction d'énergie emportée par la particule considérée.

Calculons tout d'abord l'énergie dans le centre de masse qui est un invariant relativiste du carré du quadrivecteur $p_\mu p^\mu$ du système photon-proton. Cet invariant donne la relation :

$$s = (w^{cm} + E^{cm})^2 = m_p^2 + 2m_p w_r.$$

Les énergies des particules dans le système du centre de masse sont univoquement déterminées par la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Dans le cas de réactions faisant intervenir une résonance, nous faisons l'hypothèse d'une désintégration dans laquelle il y a la symétrie avant-arrière en respectant l'axe de la collision dans le centre de masse. Nous ne considérons que le cas de la production d'un pion unique.

L'énergie de la résonance vaut :

$$E_{\Delta}^{c.m} = \frac{(s + m_{\Delta}^2 - m_{\pi}^2)}{2\sqrt{s}}$$

L'énergie moyenne du proton sortant dans le centre de masse est alors :

$$\langle E_p^{\text{finale cm}} \rangle = \frac{(s + m_{\Delta}^2 - m_{\pi}^2)(m_{\Delta}^2 + m_p^2 - m_{\pi}^2)}{4\sqrt{s}m_{\Delta}^2}$$

et dans le laboratoire :

$$\langle E_p^{\text{finale lab.}} \rangle = \frac{E(s + m_{\Delta}^2 - m_{\pi}^2)(m_{\Delta}^2 + m_p^2 - m_{\pi}^2)}{4 s m_{\Delta}^2}$$

L'inélasticité moyenne du proton vaut donc :

$$K_p = \frac{\langle E_p^{\text{finale lab.}} \rangle}{E} - 1 = \frac{E(s + m_{\Delta}^2 - m_{\pi}^2)(m_{\Delta}^2 + m_p^2 - m_{\pi}^2)}{4 s m_{\Delta}^2}.$$

Annexe C

Compléments de calculs

Les équations de diffusion sont :

$$\frac{\partial \pi(E, t)}{\partial t} = A\pi + B\gamma \quad (\text{C.1})$$

$$\frac{\partial \gamma(E, t)}{\partial t} = C\pi + D\gamma \quad (\text{C.2})$$

On se place dans le cas de l'approximation A (c'est-à-dire que l'on néglige le dernier terme de la première équation).

En faisant le bilan des pertes et des gains pour les électrons, on peut expliciter les termes de ces équations. Pour les électrons :

→ Processus radiatif (Bremsstrahlung), terme A π .

Une partie des électrons d'énergie dans l'intervalle E et $E + dE$ vont perdre de l'énergie en émettant des photons, ce qui va se traduire par une perte d'électrons dans l'intervalle considéré, par :

$$\pi(E, t) \int_0^E \phi(E, E') \frac{dE'}{E} \Delta t \quad (\text{C.3})$$

De même, les électrons d'énergie plus grande que E vont aussi émettre des photons et par conséquent tomber dans l'intervalle $[E, E + dE]$, ce qui va augmenter le nombre d'électrons ; cela se traduit par le terme :

$$\int_0^\infty \pi(E + E', t) \phi(E + E', E') \frac{dE'}{E + E'} \Delta t \quad (\text{C.4})$$

La probabilité d'émettre un photon d'énergie E' par un électron d'énergie E est une fonction du rapport $\frac{E'}{E}$, ce qui se traduit par :

$$\phi(E, E') \frac{dE'}{E} = \phi_0(v) dv \quad (\text{C.5})$$

avec $v = \frac{E'}{E}$.

Le premier terme devient :

$$\int_0^1 \pi(E) \phi_0(v) dv \quad (\text{C.6})$$

Pour le second terme, v vaut $\frac{E'}{E + E'}$, d'où $\frac{dv}{1 - v} = \frac{dE'}{E + E'}$, et $\pi(E + E', t) = \pi(\frac{E}{1 - v})$.
On obtient alors :

$$\int_0^1 \pi(\frac{E}{1 - v}) \frac{\phi_0(v)}{1 - v} dv \quad (\text{C.7})$$

Bilan :

$$-A\pi = - \int_0^1 [\pi(E) - \frac{1}{1 - v} \pi(\frac{E}{1 - v})] \phi_0(v) dv \quad (\text{C.8})$$

→ Création de paires ; les photons d'énergie supérieure à E peuvent produire des paires d'électrons d'énergie comprises entre E et $E + dE$.

$$2 \int_0^\infty \gamma(E + E', t) \psi(E + E', E) \frac{dE'}{E + E'} \Delta t = 2 \int_0^1 \gamma(\frac{E}{u}) \psi_0(u) \frac{du}{u} \quad (\text{C.9})$$

avec $u = \frac{E}{E + E'}$ et $\frac{du}{u} = \frac{dE'}{E + E'}$.

→ Pour le coefficient $C(s)$ (processus radiatif).

$$\int_0^\infty \pi(E + E', t) \phi(E + E', E) \frac{dE'}{E + E'} = \int_0^1 \pi(\frac{E}{v}) \phi_0(v) \frac{dv}{v} = C\pi \quad (\text{C.10})$$

→ Pour le coefficient σ_0 .

$$-\gamma(E, t) \int_0^\infty \psi(E, E') \frac{dE'}{E} \Delta t = -\gamma(E) \int_0^1 \psi_0(u) du = -\sigma_0 \gamma \quad (\text{C.11})$$

Maintenant que les termes des équations sont explicités, et en utilisant les solutions définies page 66, on trouve pour les coefficients A , B et C .

$$A(s) = \int_0^1 (1 - (1 - v)^s) \phi_0(v) dv \quad (\text{C.12})$$

$$B(s) = 2 \int_0^1 u^s \psi_0(u) du \quad (\text{C.13})$$

$$C(s) = 2 \int_0^1 u^s \phi_0(u) du \quad (\text{C.14})$$

Annexe D

Complément mathématique sur les fonctions spéciales

$$\begin{aligned} B(z,w) &= \int_0^\infty t^z (1-t)^w \\ &= \int_0^1 \frac{t}{(1+t)^{z+w}} \end{aligned}$$

Cette relation peut aussi s'écrire :

$$B(z,w) = \frac{\Gamma(z)\Gamma(w)}{\Gamma(z+w)} = B(w,z)$$

La série hypergéométrique peut s'écrire sous les formes d'intégrales :

$$\begin{aligned} F(a,b,c; z) &= \frac{\Gamma(c)}{\Gamma(b)\Gamma(c-b)} \int_0^1 t^{b-1} (1-t)^{c-b-1} (1-tz)^{-a} dt \\ F(a,b,c; 1-z) &= \frac{\Gamma(c)}{\Gamma(b)\Gamma(c-b)} \int_0^\infty s^{b-1} (1+s)^{a-c} (1+sz)^{-a} ds \end{aligned}$$

avec les conditions : $\arg z > 0$, et $\operatorname{Re}(c) > \operatorname{Re}(b) > 0$.

Les fonctions de $B(p,q)$.

$$\begin{aligned} B(p,q) &= \int_0^\infty \frac{s^{p-1}}{(1+s)^{p+q}} ds \\ &= \int_0^1 t^{p-1} (1-t)^{q-1} dt \end{aligned}$$

il suffit de poser le changement variable $s = \frac{1-t}{t}$, et l'intégrale se calcule aisément.

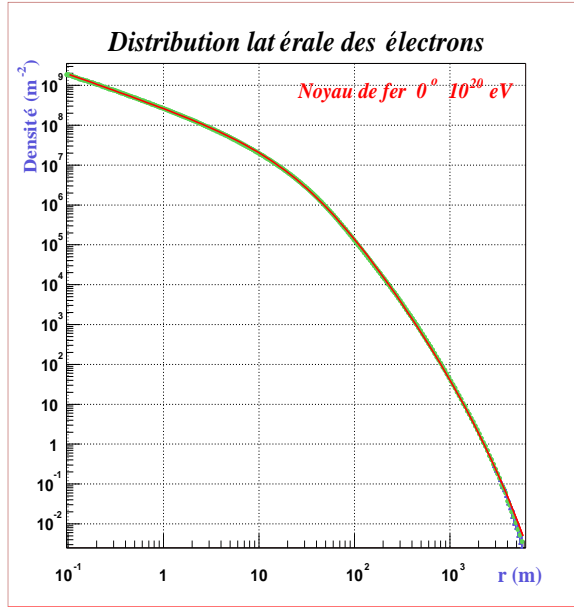
Annexe E

Distribution latérale : noyau de fer primaire

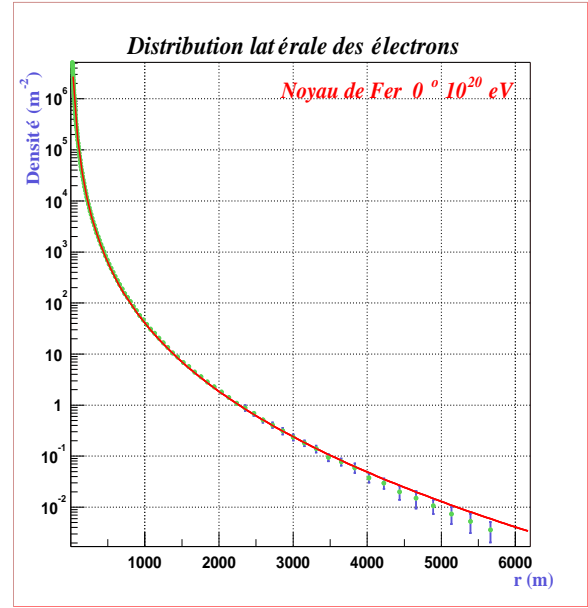
Cette annexe concerne les ajustements sur les distributions latérales de la simulation. Le rayon cosmique primaire présenté dans le chapitre 4 est le proton. Le même travail a été effectué pour un noyau de fer.

E.1 Distribution latérale électronique

Les courbes suivantes montrent les résultats des ajustements pour 0° et 50° , à 10^{19} et 10^{20} eV.

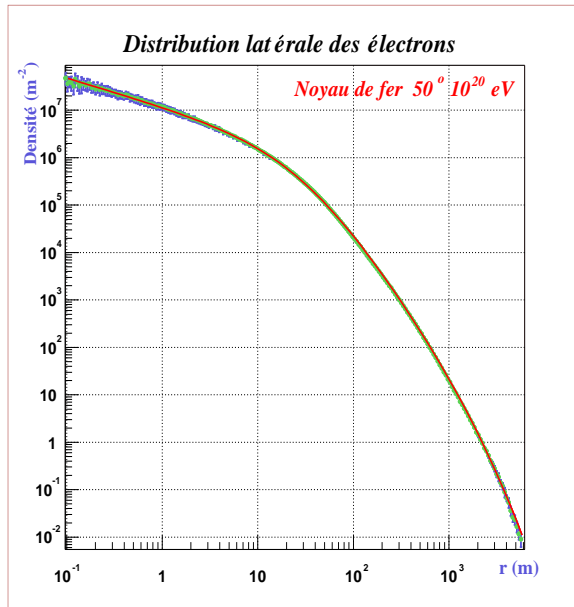


(a)

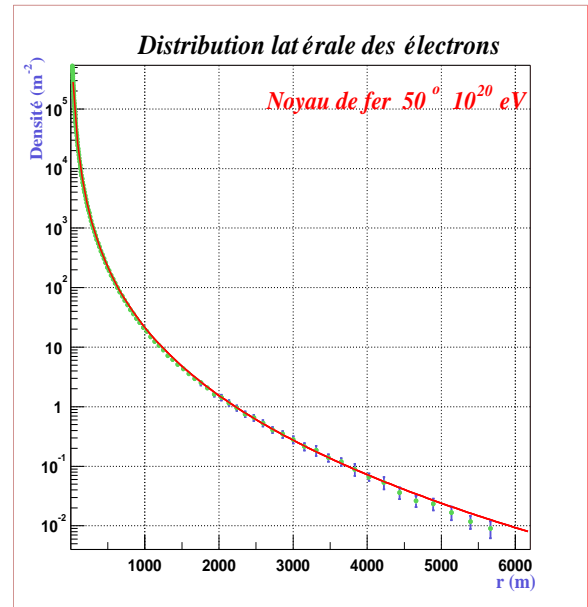


(b)

FIG. E.1 – Ajustement sur la distribution latérale moyenne électronique d'un noyau de fer primaire d'angle zénithal de 0° et de 10^{20} eV.

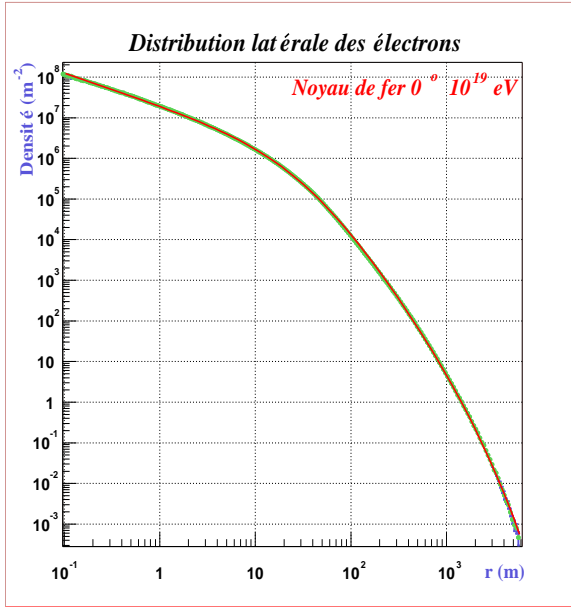


(a)

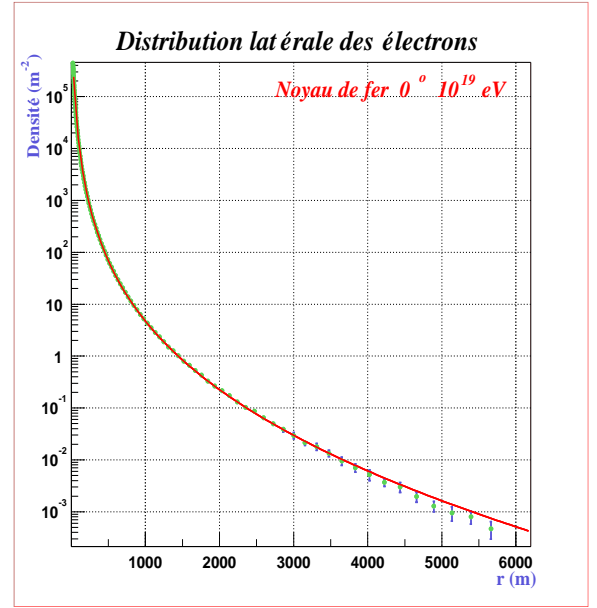


(b)

FIG. E.2 – Ajustement sur la distribution latérale moyenne électronique d'un noyau de fer primaire d'angle zénithal de 50° , à 10^{20} eV.

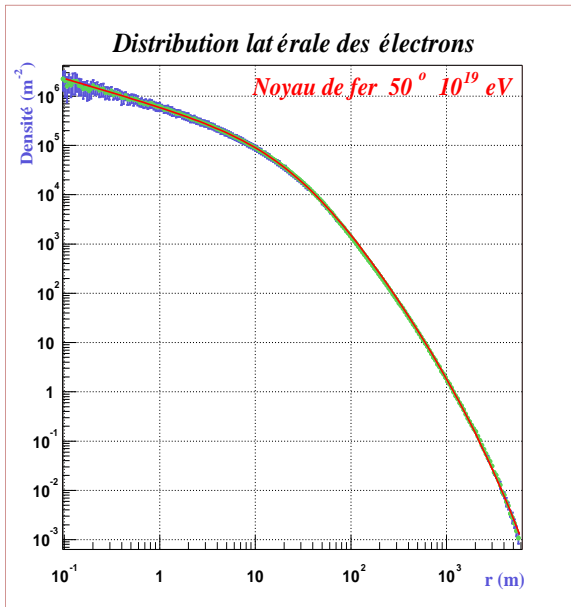


(a)

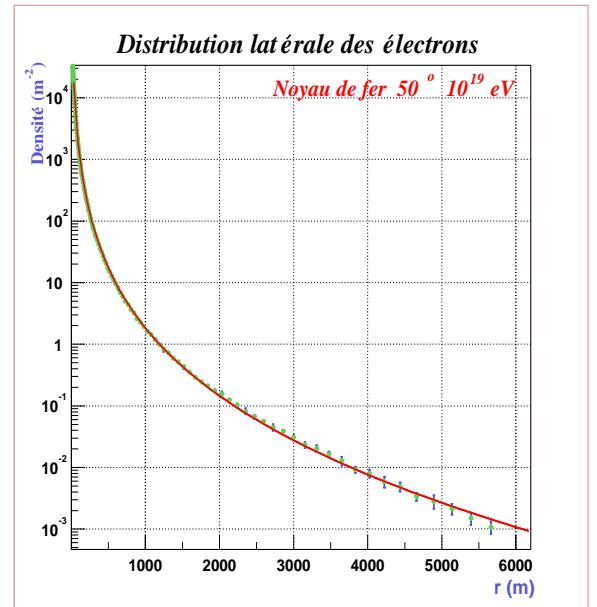


(b)

FIG. E.3 – Ajustement sur la distribution latérale moyenne électronique d'un noyau de fer primaire d'angle zénithal de 0° , à 10^{19} eV.



(a)



(b)

FIG. E.4 – Ajustement sur la distribution latérale moyenne électronique d'un noyau de fer primaire d'angle zénithal de 50° , à 10^{19} eV.

Pareillement au proton, nous avons obtenu un jeu de paramètres pour chaque angle simulé, et nous avons cherché des fonctions permettant d'avoir les valeurs des coefficients pour tous les angles compris entre 0 et 60 degrés. Ces fonctions sont obtenues de manière empirique.

Voici les paramétrisations trouvées (θ est exprimé en radian) :

$$a = 0,0125 \times \tan^4(\theta) - 0,1014 \times \tan^3(\theta) + 0,1242 \times \tan^2(\theta) - 0,0167 \times \tan(\theta) + 1,930$$

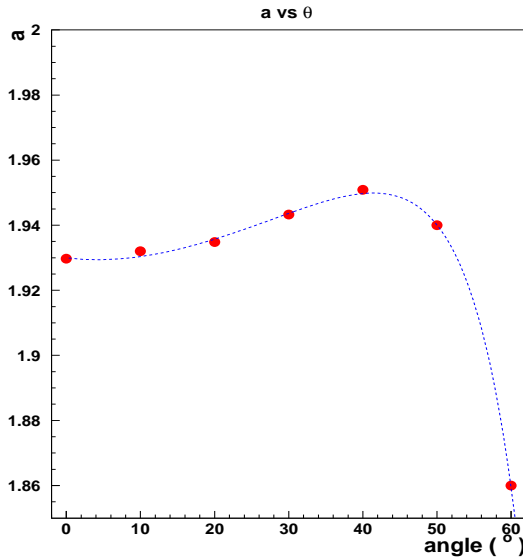
$$b = 0,1 \times \tan^4(\theta) - 0,46 \times \tan^3(\theta) + 0,40 \times \tan^2(\theta) - 0,06 \times \tan(\theta) + 3,826$$

$$c = 4,38 \times \theta^3 - 9,85 \times \theta^2 + 0,8 \times \theta + 8,92$$

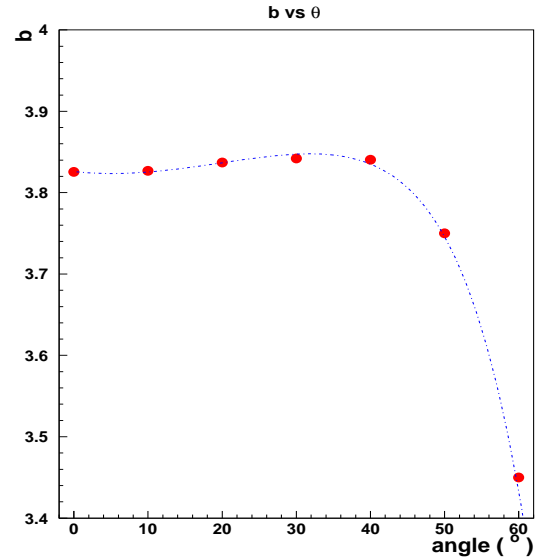
$$r_0 = -4,03 \times \tan^3(\theta) + 2,97 \times \tan^2(\theta) - 1,14 \times \tan(\theta) + 35.$$

$$r_1 = -18\,031,3 \times \theta^4 + 43\,755,6 \times \theta^3 - 33\,514,1 \times \theta^2 + 2\,647,3 \times \theta + 12\,113$$

Les courbes suivantes montrent l'évolution des coefficients en fonction de l'angle d'incidence du primaire, et les fonctions explicitées ci-dessus. Les erreurs sont toujours au moins



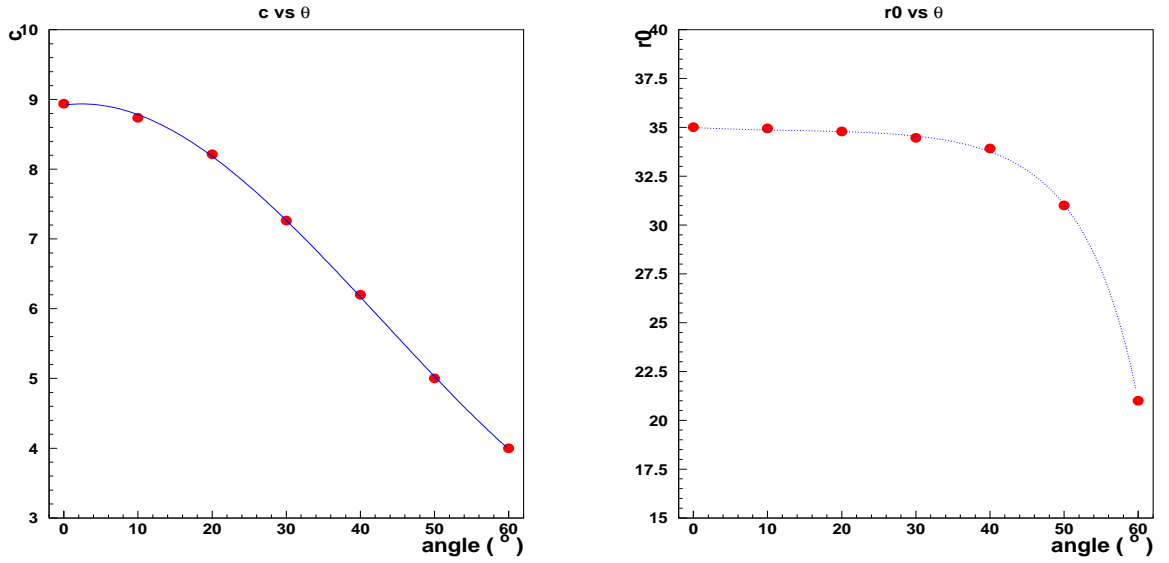
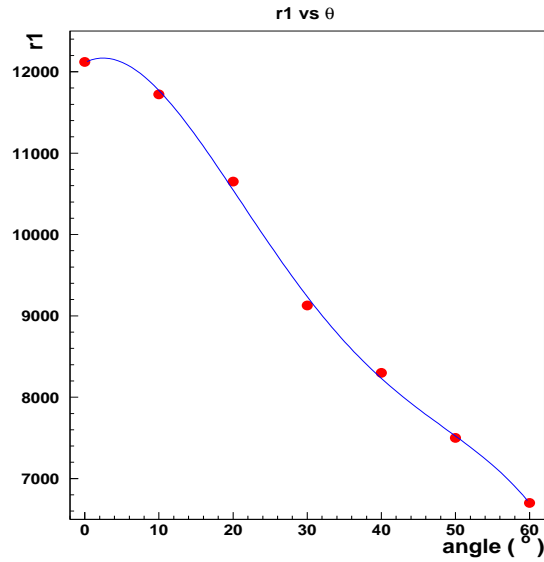
(a) Évolution du paramètre a en fonction de θ .



(b) Évolution du paramètre b en fonction de θ .

FIG. E.5 – Évolution des paramètres a et b en fonction de θ .

d'un ordre de grandeur inférieur à la valeur du paramètre que l'on cherche à ajuster.

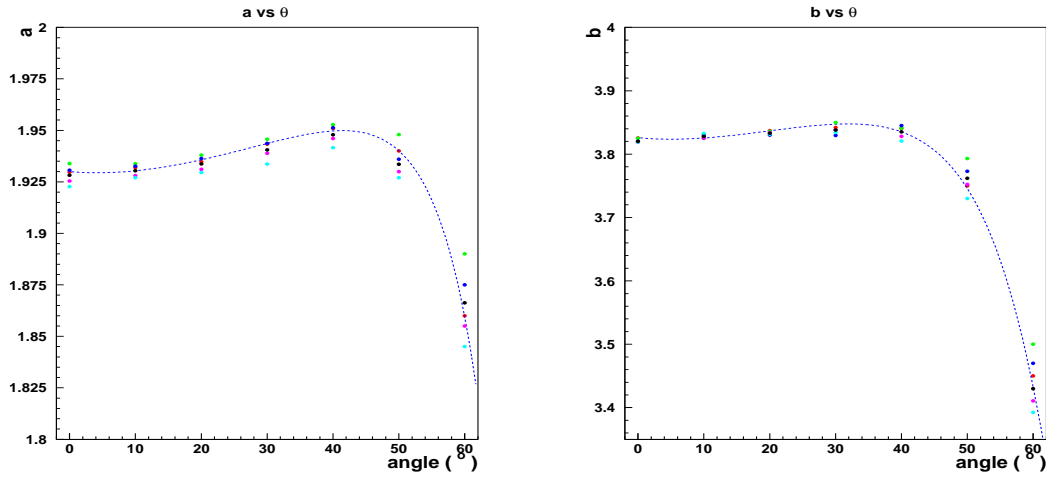
(a) Évolution du paramètre c en fonction de θ .(b) Évolution du paramètre r_0 en fonction de θ .FIG. E.6 – Évolution des paramètres c et r_0 en fonction de θ .FIG. E.7 – Évolution du paramètre r_1 en fonction de θ .

Dépendance en énergie

Comme nous l'avons dit précédemment, l'ajustement est fait sur plusieurs distributions latérales simultanément correspondant à différentes énergies. Afin de vérifier, la non dépendance des coefficients en fonction de l'énergie, nous avons recommencé l'ajustement des paramètres à θ fixé et à énergie fixée.

Les figures E.8, E.9 et E.10 résument les résultats trouvés.

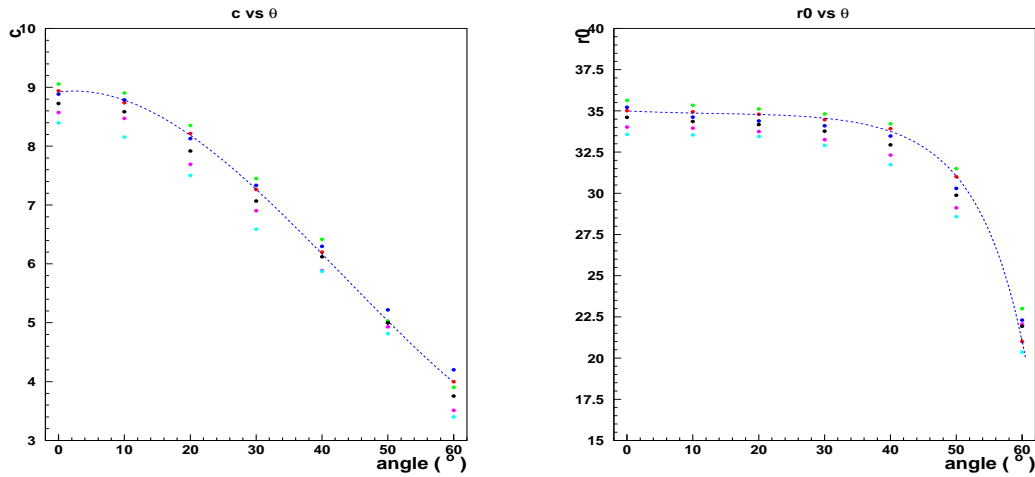
Les points rouges correspondent aux valeurs trouvées précédemment, les points verts correspondent à 10^{20} eV, en bleu foncé à 5×10^{19} eV, la couleur magenta pour 10^{19} eV, et bleu turquoise pour 5×10^{18} eV. Les points noirs correspondent à la moyenne des points à chaque énergie (moyenne de 10^{20} eV, 5×10^{19} eV, 10^{19} eV et 5×10^{18} eV) ; Ces points sont proches de ceux trouvés en faisant un ajustement simultané sur plusieurs énergies. La dispersion est peu importante, et il ne semble pas y avoir une corrélation forte avec l'énergie. L'autre point important à vérifier, est l'impact sur la distribution latérale. Ce que nous allons voir maintenant. Nous appellerons "paramètres moyens", ceux ajustés simultanément sur toutes les énergies. À 30° , la dispersion semble la plus importante, et



(a) Évolution du paramètre a en fonction de θ , et pour les différentes énergies.

(b) Évolution du paramètre b en fonction de θ , et pour les différentes énergies.

FIG. E.8 – Évolution des paramètres a et b en fonction de θ . (voir texte)



(a) Évolution du paramètre c en fonction de θ , et pour les différentes énergies.

(b) Évolution du paramètre r_0 en fonction de θ , et pour les différentes énergies.

FIG. E.9 – Évolution des paramètres c et r_0 en fonction de θ . (voir texte)

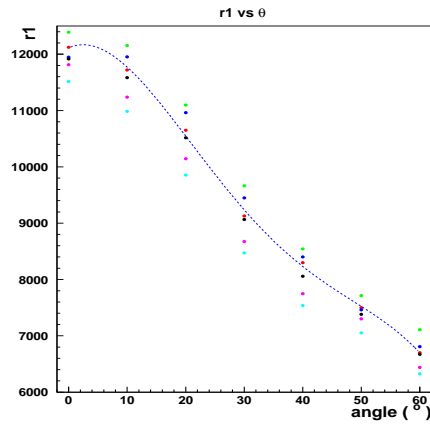


FIG. E.10 – Évolution du paramètre r_1 en fonction de θ , et pour les différentes énergies. (voir texte)

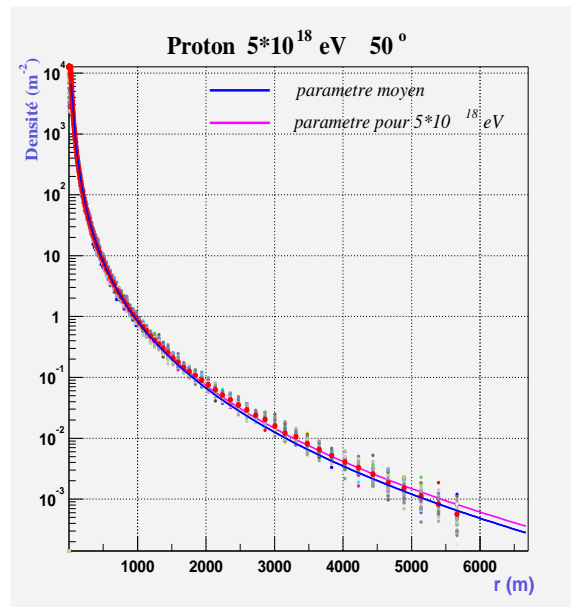


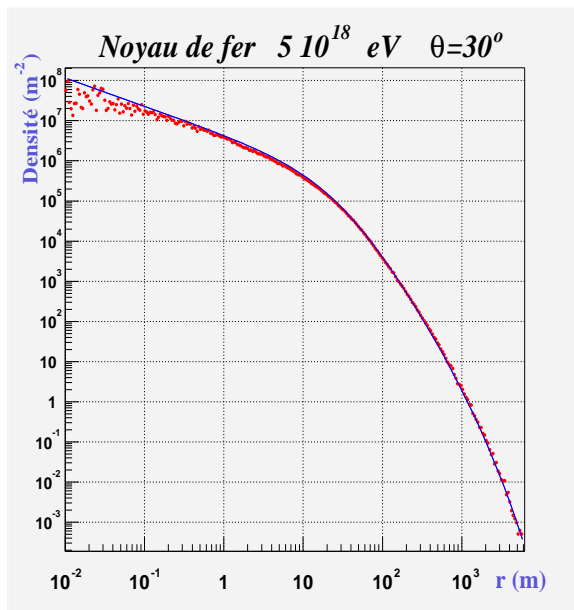
FIG. E.11 – Écart entre la fonction calculée avec le jeu de paramètres moyens et celle calculée avec ceux trouvés à énergie fixée. Gerbe moyenne d'un noyau de fer à 5×10^{18} eV et 30° .

nous pouvons vérifier le peu d'effet que cela engendre sur la fonction. Nous avons fait le test à 5×10^{18} eV et 30° (FIG.E.11).

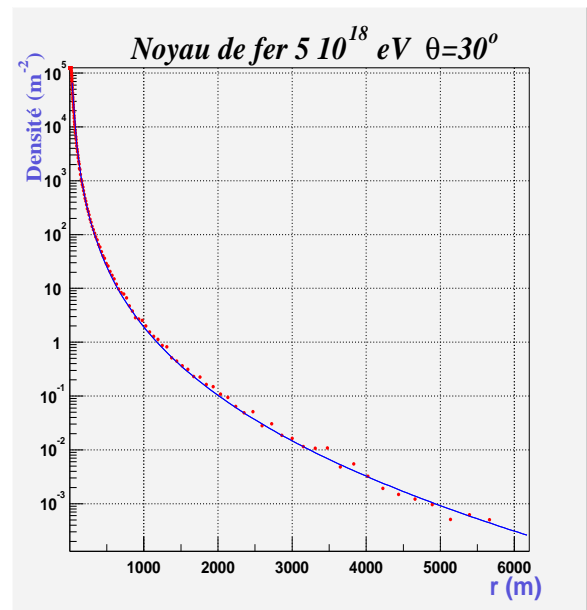
Gerbe individuelle

Les gerbes moyennes (distributions latérales moyennées sur les 40 gerbes à θ fixé et énergie fixée) servent de base pour ajuster les paramètres de la fonction. Les valeurs de la taille électronique et de l'âge nous sont données par la simulation.

De même que dans le cas du proton, la donnée de l'âge et de la taille d'une gerbe individuelle, permet à la fonction de bien représenter la distribution latérale de la gerbe individuelle. Nous avons repris les gerbes une à une gerbe et nous y avons introduit les valeurs de l'âge et de la taille qui lui correspondaient; un exemple est montré sur la figure E.12. La gerbe présentée n'a pas fait partie de l'échantillon utilisé pour faire les ajustements.



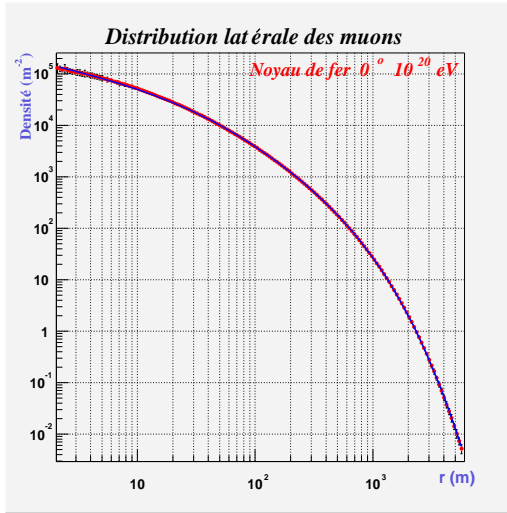
(a) échelle log-log



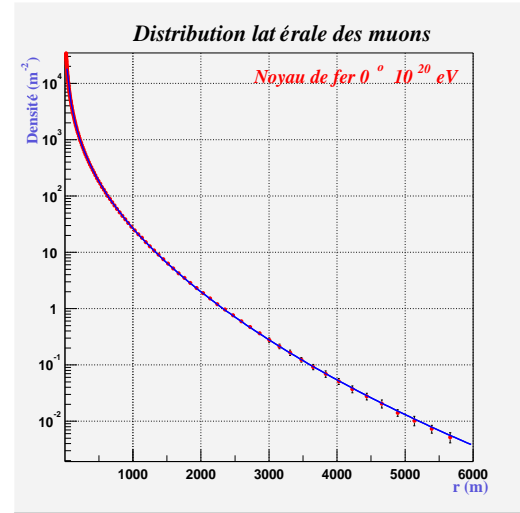
(b) échelle lin-log

FIG. E.12 – Vérification sur la distribution latérale électronique d'un noyau de fer primaire d'angle zénithal de 30° , à $5 \times 10^{18} eV$. Les paramètres de la gerbe pris de la simulation sont $\log N_e = 9.101$ et l'âge $s = 1,252$.

E.2 Distribution latérale des muons

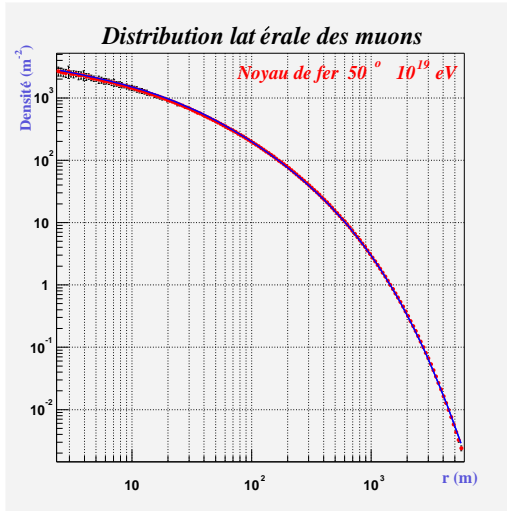


(a) échelle log-log

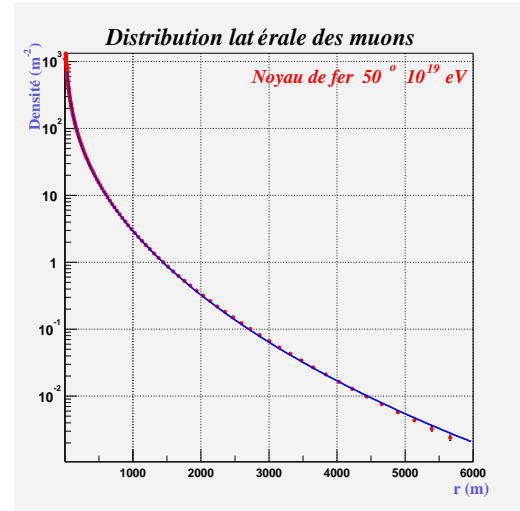


(b) échelle lin-log

FIG. E.13 – Résultat de l'ajustement sur la distribution latérale moyenne (40 gerbes) d'un noyau de fer primaire d'énergie 10^{20} eV et d'angle zénithal de 0° . La valeur de la taille moyenne muonique est : $8,68178 \times 10^8$ muons au niveau d'observation. Les barres d'erreur sont données à 1σ .



(a) échelle log-log



(b) échelle lin-log

FIG. E.14 – Résultat de l'ajustement sur la distribution latérale moyenne (40 gerbes) d'un noyau de fer primaire d'énergie 10^{19} eV et d'angle zénithal de 50° . La valeur de la taille moyenne muonique est : $6,05041 \times 10^7$ muons au niveau d'observation. Les barres d'erreur sont données à 1σ .

Nous obtenons un nouvel ensemble de paramètres à chaque angle, et nous cherchons

à ajuster des fonctions afin d'avoir les valeurs des paramètres à tous les angles. De même que pour les électrons, ces fonctions sont obtenues de manière empiriques. Voici les paramétrisations obtenues (θ est exprimé en radian) :

$$\alpha = 0,1625 \times \tan^3(\theta) - 0,514 \times \tan^2(\theta) + 0,188 \times \tan(\theta) + 0,5035$$

$$\eta = -0,601 \times \theta^3 + 0,1978 \times \theta^2 - 0,055 \times \theta + 1,62$$

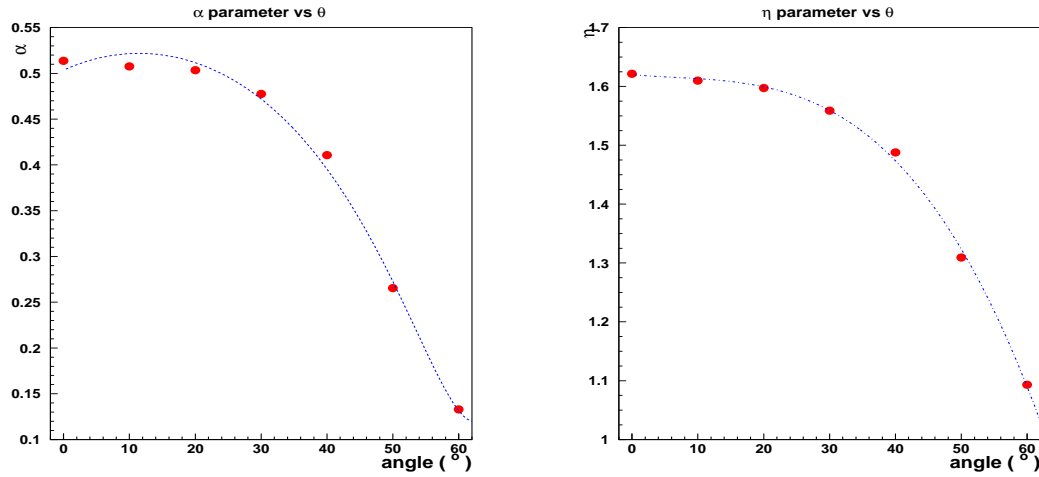
$$\beta = 1,408 \times \tan^5(\theta) - 0,81 \times \tan^4(\theta) - 5,846 \times \tan^3(\theta) + 4,078 \times \tan^2(\theta) - 1,015 \times \tan(\theta) + 10,84 \quad \text{si } \theta \leq 40^\circ$$

$$\beta = 3,85 \times \tan^2(\theta) - 14,435 \times \tan(\theta) + 18,998 \quad \text{si } \theta > 40^\circ$$

$$r_0 = -385,3 \times \theta^5 - 899,7 \times \theta^4 + 649,7 \times \theta^3 - 159,6 \times \theta^2 + 14,16 \times \theta + 34,72$$

$$r_1 = 69\,782,1 \times \theta^5 - 1586\,00 \times \theta^4 + 110\,726,2 \times \theta^3 - 27\,094,2 \times \theta^2 + 2\,076,6 \times \theta + 5\,884,6$$

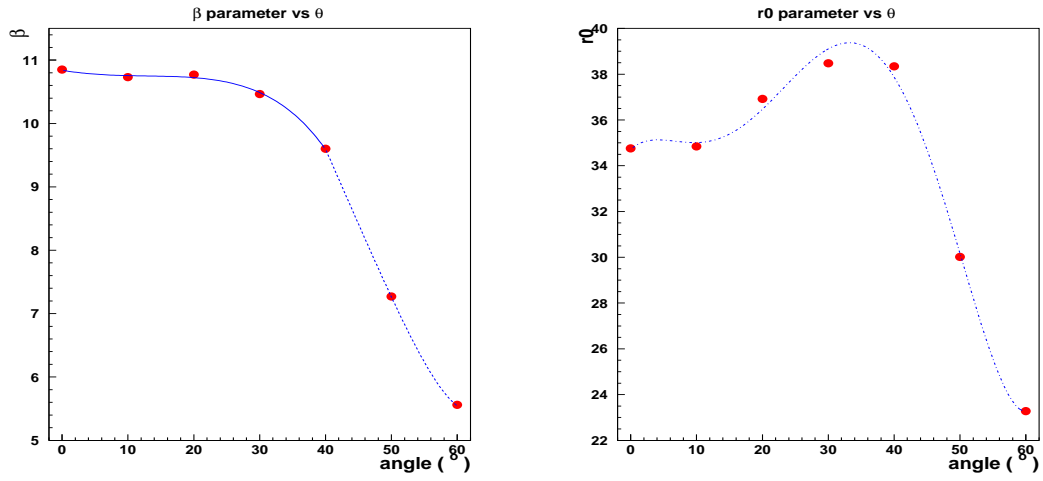
Et les évolutions de chacun des paramètres en fonction de l'angle zénithal :



(a) Évolution du paramètre a en fonction de θ .

(b) Évolution du paramètre b en fonction de θ .

FIG. E.15 – Évolution des paramètres a et b en fonction de θ .



(a) Évolution du paramètre r_0 en fonction de θ .

(b) Évolution du paramètre r_0 en fonction de θ .

FIG. E.16 – Évolution des paramètres c et r_0 en fonction de θ .

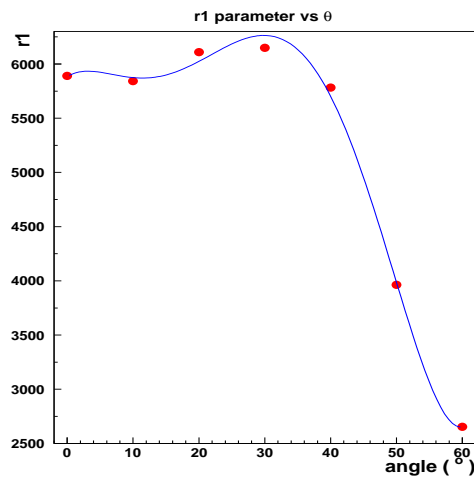


FIG. E.17 – Évolution du paramètre r_1 en fonction de θ .

Bibliographie

- [1] Charles Thomson Rees W Wilson. *Proc. Roy. Soc.*, 68:151–161, 1901.
- [2] Victor Hess. *Phys. Zeit.*, 13:1084–1091, 1912.
- [3] Kolhorster. *Phys. Zeit.*, 14:1153, 1913.
- [4] Pierre Auger and Thérèse Maze Roland et Grivet-Mayer. Extensive cosmic showers in the atmosphere containing ultra-penetrating particles. *Compt. Rend. Acad. Sci. (Ser. II)*, 206:1721–1722, 1938.
- [5] Arno A. Penzias and Robert Woodrow Wilson. A measurement of excess antenna temperature at 4080-mc/s. *Astrophys. J.*, 142:419–421, 1965.
- [6] John Linsley. *Phys. Rev. Lett.*, 10:146–148, 1963.
- [7] R.G. et al. Brownlee. Design of an array to record air showers of energy up to 10^{21} ev. *Canadian Journal of Physics*, 46:259–262, 1968.
- [8] G. Brooke. In *Proc. 19th International Cosmic Ray Conference*, page 150.
- [9] E.E. et al. Efimov. *Int. Workshop on the Astrophysical aspects of the most energetic cosmic rays*.
- [10] B. et al. Bird. Detection of a cosmic ray with mesured energy well beyond the expected spectral cutoff due to a cosmic microwave radiation. *ApJ*, 441:144, 1995.
- [11] S. et al. Yoshida. The cosmic ray energy spectrum above 3×10^{18} ev mesured by the akeno giant air shower array. *Astroparticle physics*, 3:105, 1995.
- [12] M. Nagano and A. A. Watson. Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays. *Rev. Mod. Phys.*, 72:689–732, 2000.
- [13] N. Hayashida et al. The anisotropy of cosmic ray arrival directions around 10^{18} -ev. *Astropart. Phys.*, 10:303–311, 1999.
- [14] Kenneth Greisen. End to the cosmic ray spectrum? *Phys. Rev. Lett.*, 16:748–750, 1966.
- [15] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *JETP Lett.*, 4:78–80, 1966.
- [16] D. E. Groom et al. Review of particle physics. *Eur. Phys. J.*, C15:1–878, 2000.
- [17] J. C. Mather et al. A preliminary measurement of the cosmic microwave background spectrum by the cosmic background explorer (cobe) satellite. *Astrophys. J.*, 354:L37–L40, 1990.
- [18] V. S. Berezhinsky and S. I. Grigor’eva. A bump in the ultrahigh-energy cosmic ray spectrum. *Astron. Astrophys.*, 199:1–12, 1988.
- [19] Pijushpani Bhattacharjee and Gunter Sigl. Origin and propagation of extremely high energy cosmic rays. *Phys. Rept.*, 327:109–247, 2000.
- [20] J. W. Cronin. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 28B:213–226, 1992.
- [21] S. Michalowski et al. Experimental study of nuclear shadowing in photoproduction. *Phys. Rev. Lett.*, 39:737–740, 1977.

- [22] F. W. Stecker and M. H. Salamon. Photodisintegration of ultrahigh energy cosmic rays: a new determination. *Astrophys. J.*, 512:521–526, 1992.
- [23] Luis N. Epele and Esteban Roulet. On the propagation of the highest energy cosmic ray nuclei. *JHEP*, 10:009, 1998.
- [24] A.M. Hillas. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 22:425, 1984.
- [25] E. Fermi and Chen-Ning Yang. Are mesons elementary particles? *Phys. Rev.*, 76:1739–1743, 1949.
- [26] E. Fermi. *Ap. J.*, 119:1–6, 1954.
- [27] G.F. Krinsky. A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave. *Dokl. Akad. Nauk. SSR*, 234:1306, 1977.
- [28] W.I. Axford, E. Leer, and G. Skadron. The acceleration of cosmic rays by shock waves. *Proc. 15th ICTC Plovdiv, 13-26 août 1977*, 11:132, 1978.
- [29] A.R. Bell. The acceleration of cosmic rays in shock fronts. *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 182:147–156, 1978.
- [30] R. D. Blandford and J. P. Ostriker. Particle acceleration by astrophysical shocks. *Astrophys. Journal Letters*, 221:L29, 1978.
- [31] P. Goldreich and W.H. Julian. *The Astrophysical Journal*, 157:869–880, 1969.
- [32] Pasquale Blasi, Richard I. Epstein, and Angela V. Olinto. Ultra-high energy cosmic rays from young neutron star winds. *Astrophys. J.*, 533:L123, 2000.
- [33] L. A. Anchordoqui, Thomas Paul, Stephen Reucroft, and John Swain. Ultrahigh energy cosmic rays: The state of the art before the auger observatory. *Int. J. Mod. Phys.*, A18:2229–2366, 2003.
- [34] Luis A. Anchordoqui and Haim Goldberg. A lower bound on the local extragalactic magnetic field. *Phys. Rev.*, D65:021302, 2002.
- [35] Jorg P. Rachen and Peter L. Biermann. Extragalactic ultrahigh-energy cosmic rays. 1. contribution from hot spots in fr-II radio galaxies. *Astron. Astrophys.*, 272:161–175, 1993.
- [36] P. G. Tinyakov and I. I. Tkachev. Bl lacertae are sources of the observed ultra-high energy cosmic rays. *JETP Lett.*, 74:445–448, 2001.
- [37] P. et al. Sreekumar. Egret observations of the extragalactic gamma ray emission. *Astrophys. J.*, 494:523, 1998.
- [38] T. Piran. Gamma-ray bursts and the fireball model. *Phys. Rept.*, 314:575–667, 1999.
- [39] Eli Waxman. Cosmological gamma-ray bursts and the highest energy cosmic rays. *Phys. Rev. Lett.*, 75:386–389, 1995.
- [40] Mario Vietri. On the acceleration of ultrahigh-energy cosmic rays in gamma-ray bursts. *Astrophys. J.*, 453:883–889, 1995.
- [41] Eli Waxman. Cosmological origin for cosmic rays above 10^{19} -ev. *Astrophys. J.*, 452:L1–L4, 1995.
- [42] R. J. Protheroe and P. A. Johnson. Propagation of ultrahigh-energy protons over cosmological distances and implications for topological defect models. *Astropart. Phys.*, 4:253, 1996.
- [43] Gunter Sigl, Sangjin Lee, and Paolo Coppi. The universal gamma-ray flux, grand unified theories, and extragalactic magnetic field. *Astroph.*, 1996.
- [44] R. J. Protheroe and Todor Stanev. Limits on models of the ultrahigh energy cosmic rays based on topological defects. *Phys. Rev. Lett.*, 77:3708–3711, 1996.
- [45] R. J. Protheroe and P. A. Johnson. Are topological defects responsible for the 300-eV cosmic rays? *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 48:485–487, 1996.

- [46] V. Berezhinsky, M. Kachelriess, and A. Vilenkin. Ultra-high energy cosmic rays without gzk cutoff. *Phys. Rev. Lett.*, 79:4302–4305, 1997.
- [47] Vadim Kuzmin and Igor Tkachev. Ultra-high energy cosmic rays, superheavy long-living particles, and matter creation after inflation. *JETP Lett.*, 68:271–275, 1998.
- [48] G. A. Medina Tanco and A. A. Watson. Dark matter halos and the anisotropy of ultra-high energy cosmic rays. *Astropart. Phys.*, 12:25–34, 1999.
- [49] Graciela Gelmini, Alexander Kusenko, and Shmuel Nussinov. Experimental identification of non-pointlike dark-matter candidates. *Phys. Rev. Lett.*, 89:101302, 2002.
- [50] T. J. Weiler. *Astroparticle Phys.*, 11:303, 1999.
- [51] D. Fargion, B. Mele, and A. Salis. *Astrophys. J.*, 517:725, 1999.
- [52] Z. Fodor, S.D. Katz, and A. Ringwald. *Phys. Rev. Lett.*, 88:171101, 2002.
- [53] Auger Collaboration. *Technical Design Report*. 2001. www.auger.org.ar.
- [54] Auger Collaboration. *Critical Design Report*. 2003. www.auger.org.ar.
- [55] Auger Collaboration. *Pierre Auger Project Design Report*. Fermi Laboratory, 1997. www.auger.org.ar.
- [56] J. Knapp. The pierre auger observatory : A status report. *Proc. 2nd Int. Workshop on Extremely High Energy Cosmic Rays November 5-6, 2002, Tokyo, Japan*, 2003.
- [57] T. Regge. Introduction to complex orbital momenta. *Nuovo Cim.*, 14:951, 1959.
- [58] V. N. Gribov. Partial waves with complex orbital angular momenta and the asymptotic behavior of the scattering amplitude. *Sov. Phys. JETP*, 14:1395, 1962.
- [59] A. Capella, U. Sukhatme, C-I Tan, and J. Tran Thanh Van. Dual parton model. *Phys. Rept.*, 236:225–329, 1994.
- [60] N.N. Kalmykov and S.S. Ostapchenko. *Phys. At. Nucl.*, 56(3):346, 1993.
- [61] A.B. Kaidalov and K.A. Ter-Martirosyan. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 39:979, 1984.
- [62] A.B. Kaidalov, K.A. Ter-Martirosyan, and M. Shabelsky. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 43:822, 1986.
- [63] A. Andersson and al. *Phys. Rep.*, 97:31, 1983.
- [64] T. Sjöstrand. *Comp. Phys. Comm.*, 39:347, 1986.
- [65] R.J. Glauber and G. Matthiae. *Nucl. Phys.*, B21:135, 1970.
- [66] N.N. Kalmykov and S.S. Ostapchenko. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 50:315, 1985.
- [67] R.S. Fletcher, T.K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev. *Phys. Rev.*, D50:5710, 1994.
- [68] J. Engel, T.K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev. *Phys. Rev.*, D46:5013, 1992.
- [69] T. Pierog. Les effets d'écrantage dans les collisions de particules ultra-relativistes. *thèse, SUBATECH, université de Nantes*, 2002.
- [70] J.N. Capdevielle. A monte carlo generator for cosmic ray collisions. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 15:909, 1989.
- [71] J.N. Capdevielle. *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, 16:1539, 1990.
- [72] C. De Marzo and al. *Phys. Rev.*, D26:1019, 1982.
- [73] R. Hagedorn. *Nuovo Cimento*, 10:1, 1983.
- [74] H.H. Mielke. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 20:637, 1994.
- [75] G. B. Yodh. *Phys. Rev.*, D27:1183, 1983.
- [76] T. K. Gaisser. *Phys. Rev.*, D36:13503, 1987.
- [77] R. M. Baltrusaitis and al. *Phys. Rev. Lett.*, 52:1380, 1993.
- [78] M. Honda and al. *Phys. Rev. Lett.*, 70:525, 1993.
- [79] H. Fesefeldt. *Report PITHA-85/02*, 65, 1985.

- [80] B. Rossi. *High Energy Particles*. Prentice-Hall physics series, 1952.
- [81] *Handbuch Der Physik II*. Springer-Verlag, 1967.
- [82] J.N. Capdevielle, F. Cohen, C. Le Gall, I. Kurp, B. Szabelska, Szabelski, and K. J. Sannosyan. Negative excess in the electromagnetic component of gas and the radio emission. In *Proc. 27th International Cosmic Ray Conference*, Hambourg, Allemagne, aug 2001.
- [83] G.A. Askaryan. *Soviet Physics JETP*, 14:441, 1962.
- [84] G.A. Askaryan. *Soviet Physics JETP*, 21:658, 1965.
- [85] Dedenko et al. 1975.
- [86] Nikolsky. *Proc. International Cosmic Ray Conference*, 1977.
- [87] Hillas. *Proc. International Cosmic Ray Conference, Plovdiv*, 1977.
- [88] Lagutin. *Proc. International Cosmic Ray Conference, Kyoto*, 1979.
- [89] J.N. Capdevielle, F. Cohen, C. Le Gall, I. Kurp, B. Szabelska, and J. Szabelski. The hypergeometric formalism for the lateral distribution of charged particles in eas. In *Proc. 27th International Cosmic Ray Conference*, Hambourg, Allemagne, aug 2001.
- [90] Y Teshima, M et Matsubara.
- [91] T Nagano, M et Hara. Energy spectrum of primary cosmic rays between $10^{14,5}$ and 10^{18} ev. 1984.
- [92] J. Knapp, D. Heck, S. Sciutto, M.T. Dova, and M. Risse. Extensive air shower simulations at the highest energies. 2002.
- [93] S. Dagoret-Campagne. Auger central trigger system.
- [94] P. Billoir. Parametrization of the relation between primary energy and $s(1000)$ in surface detector. *GAP-2002-075*, 2002.
- [95] X. Bertou. L'observatoire pierre auger. vers la détection de photons et neutrinos à ultra haute énergie? *thèse, Université Paris VII - Denis Diderot*, 2001.
- [96] Bonifazi C. Filevich A. et Reguera A. Auger Collaboration, Bauleo P. *Nucl. Instrum. Meth.*, A463:175, 2001.
- [97] X. Bertou. Calibration and monitoring of the pierre auger surface detectors. In *Proc. 28th International Cosmic Ray Conference*, Tsukuba, Japan, aug 2003.
- [98] P. Billoir. Reconstruction of showers with the ground array, status of the prototype program. *GAP-2000-025*, 2000.
- [99] P. Billoir. Reconstruction of first year ea events from the surface detector. *GAP-2002-044*, 2002.
- [100] O. Deligny. Observatoire pierre auger. analyse des gerbes inclinées, observation de neutrinos d'ultra haute énergie, et signatures d'une origine locale pour les rayons cosmiques chargés. *thèse, Université Paris VI - Pierre et Marie Curie*, 2003.
- [101] T. Beau. Instantaneous and mean sd aperture estimation, method applied to the engineering array. *GAP-2003-035*, 2003.
- [102] Suomijarvi T. Parizot E. Allard D., Lhenry-Yvon I. A preliminary study of statistical discrimination between protons and heavy nuclei with the ground array detector. *GAP-2003-053*, 2003.

Résumé

L'Observatoire Pierre Auger est la plus importante expérience jamais conçue dans le domaine de la détection des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Sa superficie de 3000 km² par site doit apporter la statistique au delà de 10¹⁹ eV afin d'en comprendre leur origine. Son mode de détection hybride des gerbes atmosphériques doit permettre une grande précision sur la reconstruction de l'énergie primaire et sur la direction d'arrivée.

Après avoir exposé l'historique des rayons cosmiques, et la problématique liée aux énergies extrêmes, nous décrivons les détecteurs de l'Observatoire Pierre Auger, ainsi que les motivations et les contraintes à l'installation sur le site.

Dans une troisième partie, nous abordons la simulation des phénomènes de gerbe atmosphérique. Nous débuterons par la description de l'interaction primaire à très haute énergie, où les modèles d'interaction hadronique doivent être extrapolés, puis nous poursuivrons par la cascade électromagnétique et la composante pénétrante que les détecteurs de fluorescence et de surface détectent.

L'étude par la simulation de la distribution latérale (décroissance du signal en fonction de la distance au cœur de la gerbe) nous a conduit à proposer une nouvelle fonction de distribution latérale qui permet de s'ajuster aux gerbes individuelles et à terme, avoir une meilleure estimation de l'énergie primaire gerbe à gerbe. Cette nouvelle fonction a été appliquée aux données du réseau prototype.

Nous terminerons par une présentation des données du réseau prototype installé dans la Pampa par la reconstruction de ses événements.

Abstract

The Pierre Auger Observatory is the largest experiment ever designed to detect ultra high energy cosmic-rays. Its large area must allow to obtain statistics for energies above 10¹⁹ eV to understand their origin. The Hybrid mode of detection provide accuracy on primary energy reconstruction and on the arrival direction.

In the first chapter, we present the history of cosmic rays and the problems occuring at ultra high energy.

In a second part, the detectors of the Pierre Auger Observatory are presented, with motivations and constraints of the installation on the site.

In the third part, we describe the extensive air shower simulation. We begin by the first interaction at high energy where hadronic models are unknown and have to be extrapolated. Then, we continue the development of the shower with the electromagnetic cascade and the penetrating component which are detected respectively by fluorescence and surface detectors.

The chapter four is dedicated to a new lateral distribution function (decreasing of signal in function of distance to the shower core) that we propose. The new function is able to fit the individual shower behaviour and allows a better reconstruction of energy estimators. we test this new function to the engineering array data.

Finally, we present the data of engineering array installed in the Pampa and the reconstruction of its events.